

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ  
ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

# СУЧАСНІ ТЕНДЕНЦІЇ В ЕЛЕКТРОАКУСТИЧНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ: КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
як навчальний посібник для здобувачів ступеня доктор філософії  
за освітньо-науковою програмою  
«Електроніка»,  
спеціальності 171 Електроніка*

Київ  
КПІ ім. Ігоря Сікорського  
2021

Сучасні тенденції в електроакустичних технологіях: конспект лекцій [Електронний ресурс]: навч. посіб. для аспірантів спеціальності 171 «Електроніка» / КПІ ім. Ігоря Сікорського; уклад.: С.А.Найда, Т.М.Желяскова. – Електронні текстові данні (1 файл: 12,35 Мбайт). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021. – 275 с.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 4 від 13.05.2021 р.) за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол №04/21 від 26.04.2021 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

## СУЧАСНІ ТЕНДЕНЦІЇ В ЕЛЕКТРОАКУСТИЧНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ

Укладачі: *Найда Сергій Анатолійович*, д-р техн. наук, проф.  
*Желяскова Тетяна Миколаївна*, канд. техн. наук

Відповідальний редактор *Коржик О.В.*, д-р техн. наук, проф., професор кафедри акустичних та мультимедійних електронних систем

Рецензент: *Ямненко Ю.С.*, д-р. техн. наук, проф., завідувач кафедри електронних пристроїв та систем КПІ ім. Ігоря Сікорського

Дисципліна «Сучасні тенденції в електроакустичних технологіях» є нормативною дисципліною підготовки докторів філософії спеціальності 171 Електроніка. Курс має своєю метою надати аспірантам відомості про принципи побудови сучасних електроакустичних приладів і систем, методи та технічні засоби візуалізації внутрішніх структур і органів людини, основи інженерних розрахунків вузлів УЗ-апаратів діагностики і терапії, приладів діагностики слуху. Першочерговою задачею є вивчення способів акустичної локації біоструктур на основі специфіки біологічних тканин. У зв'язку з цим вивченню підлягають всі відомі способи побудови апаратів УЗД. Розглядаються також перспективні напрямки розвитку акустичних приладів і апаратів. Особливо важливе місце в ієрархії вимірювальних медичних приладів займають УЗ доплерівські вимірювачі. На сьогоднішній день УЗ прилади для вивчення кровотоку і діяльності серцевої системи витіснили всі відомі раніше методи і продовжують удосконалюватися. Важливим є вивчення акустичних приладів для терапії та хірургії, зокрема, вивчення акустичних приладів контролю і реабілітації слуху та мови.

## ЗМІСТ

<i>ВСТУП</i> .....	6
<i>РОЗДІЛ 1 МЕДИЧНІ ЕЛЕКТРОАКУСТИЧНІ ПРИЛАДИ З ТЕХНОЛОГІЄЮ ФОКУСУВАННЯ</i> .....	9
1.1 Застосування фокусованого ультразвуку в отоларингології.....	10
1.2 Безпечність ультразвуку. ....	14
1.3 Оптимальні параметри впливу ультразвуку. ....	16
1.4 Біоакустичні фокусуючі системи.....	17
1.4.1 Спіральне розташування елементів дворівневих ультразвукових терапевтичних масивів .....	18
1.4.2 Фокусування з використанням багатоелементної решітки .....	21
1.4.3. Фокусуюча система - лінза з метаматеріалів .....	31
ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 1 .....	44
<i>РОЗДІЛ 2 ШИРОКОСМУГОВІ П'ЄЗОПЕРЕТВОРЮВАЧІ – НОВИЙ НАПРЯМОК У РОЗРОБЦІ МЕДИЧНИХ ЕХОСКОПІВ</i> .....	47
2.1. Розрахунок передатних функцій п'єзоперетворювача по методу хвильового рівняння .....	47
2.2. Розрахунок передатних функцій п'єзоперетворювача по методу електромеханічного чотириполюсника .....	54
2.2.1. П'єзоелектричний випромінювач .....	54
2.2.2. П'єзоелектричний приймач.....	58
2.3. Методи оптимізації пластинчастих широкосмугових п'єзовипромінювачів і розрахунок їх комплексних передатних функцій .....	62
2.3.1. Чисельні методи оптимізації .....	62
2.3.2. Оптимізація на основі моделі зв'язаних коливальних контурів .....	63
2.4. Оптимізація пластинчастих широкосмугових п'єзоперетворювачів для медичних ультразвукових ехоскопів .....	68
2.4.1. Одношарова акустична система, електрично навантажена рівнобіжною індуктивністю .....	71
2.4.2. Двошарова акустична система, електрично навантажена індуктивністю .....	72
2.4.3 Двошарова акустична система з більшою чутливістю .....	74
2.4.4. Одношарова акустична система, електрично навантажена рівнобіжним контуром, параметри якої розраховуються по теорії поліноміального фільтра Чебишева.....	77
2.5. Висновки .....	82
<i>РОЗДІЛ 3 УНІВЕРСАЛЬНИЙ БАГАТОЧАСТОТНИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ НА ОСНОВІ МЕХАНІЧНО НЕДЕМПФОВАНОГО П'ЄЗОПЕРЕТВОРЮВАЧА З УЗГОДЖУВАЛЬНИМИ ШАРАМИ</i> .....	83
3.1. Перехідні характеристики лінійних кіл .....	83
3.2. Аналіз методів одержання коротких УЗ імпульсів у вузькосмуговому недемпфованому перетворювачі без узгоджувальних шарів.....	86
3.3. Збудження коротких акустичних імпульсів в вузькосмуговому перетворювачі з двома узгоджувальними шарами.....	92

3.3.1. Вибір параметрів узгоджуючих шарів.....	92
3.3.2. Збудження за допомогою електричних імпульсів ступінчастої і трапецеїдальній форми. Розрахунок форми й амплітуди імпульсів по методу перехідної характеристики .....	94
3.4. Широкодіапазонний перестроюваний п'єзоприймач ехо-сигналу для медичного ультразвукового ехоскопа.....	106
3.5 Принципи побудови універсального п'єзоперетворювача медичного ультразвукового ехоскопа.....	110
3.5.1. Одношарова акустична система.....	113
3.5.2. Двошарова акустична система .....	114
3.6. Експериментальне дослідження макетного зразка широкосмугового ультразвукового терапевтичного випромінювача .....	117
3.7. Висновки .....	124
<b>РОЗДІЛ 4 ДИНАМІЧНЕ ФОКУСУВАННЯ УЛЬТРАЗВУКУ В ШИРОКОСМУГОВИХ МЕДИЧНИХ ЕХОСКОПАХ З ЧАСТОТНИМ СКАНУВАННЯМ.....</b>	<b>126</b>
4.1. Динамічне фокусування ультразвукового пучку, формованого лінійною матрицею п'єзоелементів.....	126
4.2. Особливості динамічного фокусування ультразвуку в широкосмугових медичних ехоскопах з частотним скануванням .....	133
4.3. Висновки .....	138
<b>РОЗДІЛ 5 ПРИКЛАД РОЗРАХУНКУ П'ЄЗОУТВОРЮВАЧА УЗ СКАНЕРА .....</b>	<b>139</b>
5.1. Призначення і область застосування ультразвукового сканера .....	139
5.2. Технічні характеристики ультразвукового сканера.....	141
5.3. Опис структурної схеми ультразвукового сканера.....	142
5.4. Акустичний розрахунок.....	146
5.4.1. Розрахунок параметрів зондувального імпульсу.....	146
5.4.2. Вибір методу сканування ультразвукового пучка .....	147
5.4.3. Розрахунок елементів лінійних решіток п'єзоелементів.....	148
5.4.4. Розрахунок акустичного поля .....	151
5.4.5. Розрахунок п'єзокерамічного елемента лінійних решіток.....	154
5.4.6. Розрахунок фокусуючої лінзи .....	158
5.4.7. Розрахунок частотних характеристик перетворювача .....	159
5.4.8. Розрахунок коефіцієнта передачі середовища .....	162
5.4.9. Розрахунок напруги генератора і напруги ехо-сигналу .....	167
5.5. Технологія виготовлення скануючого багатоелементного перетворювача ...	168
ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛІВ 2-5 .....	170
<b>РОЗДІЛ 6 Апаратні методи пасивної діагностики .....</b>	<b>176</b>
6.1. Розрахункові співвідношення методу акустотермометрії біологічних тканин .....	176
6.2. Нульовий модуляційний метод вимірювання теплового акустичного випромінювання біологічних об'єктів.....	184
6.2.1. Постановка задачі.....	184

6.2.2. Аналіз блоків електричної схеми нульового модуляційного методу.....	185
6.2.3. Модифікована схема методу .....	192
6.2.4. Висновки.....	193
6.3. Порівняльний аналіз методів радіо- і акустотермометрії людського тіла.....	194
6.3.1. Спектри радіочастотного і акустичного випромінювань і порогова точність вимірювань температури .....	195
6.3.2. Характеристики реалізованих радіотермометрів.....	197
6.3.3. Стан розробок акустотермометра .....	198
6.3.4. Фокусуючий акустотермометр.....	202
6.3.5. Вплив елементів схеми на точність вимірювання температури акустотермометром.....	203
6.3.6. Висновки.....	205
ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 6 .....	205
<i>РОЗДІЛ 7 Акустичні пристрої контролю слуху та мови.....</i>	<i>208</i>
7.1. Анатомія середнього вуха людини .....	208
7.2. Фізичні передумови та принципи вимірювання імпедансу середнього вуха людини .....	214
7.3. Формула середнього вуха людини в нормі. Відбивання звуку від барабанної перетинки.....	224
7.3.1. Еквівалентна електромеханічна схема середнього вуха людини .....	225
7.3.2. Результати експериментальних досліджень.....	230
7.4 Розрахунок акустичної частини нового приладу для діагностики слуху людини - вушного ехо-спектрометра .....	232
7.4.1 Вибір електроакустичного перетворювача .....	232
7.4.2 Розрахунок параметрів звукопровідної трубки.....	239
7.4.3 Розрахунок тривалості імпульсів і частоти їх повторення.....	244
7.2.4 Розрахунок узгоджувального рупору .....	245
7.2.5 Розрахунок коефіцієнта подвійного перетворення телефону .....	246
ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 7 .....	248
<i>РОЗДІЛ 8 НОВІ ТИПИ ЕЛЕКТРОАКУСТИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ</i>	<i>258</i>
8.1 Технологія виготовлення силіконового конденсаторного перетворювача .....	258
8.2. Схематичне рішення одного елемента матриці перетворювача.....	260
8.3 Теоретичні відомості про роботу ємнісного ультразвукового перетворювача .....	262
8.4. Еквівалентна схема перетворювача-приймача .....	265
8.5. Електростатичне збудження пластини.....	268
8.6 Смуга частот ємнісного випромінювача .....	271
Висновки до розділу 8.....	273
ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 8 .....	274

## ВСТУП

Медичні ультразвукові (УЗ) ехоскопи (сканери) широко застосовуються в діагностиці цілого ряду захворювань. Візуалізація внутрішніх органів людини за допомогою ехоскопів здійснюється в результаті сканування тіла сфокусованим УЗ пучком і прийому акустичних ехо-сигналів, відбитих від неоднорідностей біологічного середовища. Після перетворення акустичних сигналів в електричні, на електронному індикаторі відображається зображення внутрішніх органів.

Якість зображення визначається в першу чергу формою пучків, що випромінюються і приймаються, та які створюються за допомогою багатоеlementних суміщених п'єзоелектричних перетворювачів. Багатоеlementна будова п'єзо перетворювача дозволяє здійснювати електронне фокусування на всій глибині зондування і отримувати високу просторову роздільну здатність. Традиційні одночастотні ехоскопи включають цілий ряд п'єзо перетворювачів, частота яких має дискретне значення в діапазоні від 2.5 МГц до 10 МГц. Стандартні частоти 3.5 МГц; 5 МГц; 7.5 МГц призначені для зондування тіла на максимальну, середню і малу глибину відповідно. Вузькі смуги пов'язані з тим, що для забезпечення сталої тривалості ехо-імпульсу за максимальною для кожного п'єзоперетворювача глибиною зондування, спектр ехо-імпульсу не повинен помітно змінюватись через частотнозалежне затухання в біологічних тканинах. Коефіцієнт затухання, як відомо, збільшується із зростанням частоти.

Вдосконалення медичних ехоскопів і, в першу чергу, п'єзоперетворювачів, призвело до широкопasmової технології, яка дозволяє використовувати один і той самий п'єзоперетворювач в усьому робочому діапазоні частот. До того ж багаточастотне одночасне випромінювання використовується в поєднанні з фільтрацією ехо-сигналу в більш вузькій

смузі, середня частота якої зменшується в часі відповідно з глибиною зондування.

В навчальному посібнику дано порівняльний аналіз розрахунку передаточних функцій п'єзоперетворювача за методом хвильового рівняння і методом електромеханічного чотирьохполюсника. Виявлено, що розрахункові співвідношення першого більш прості при аналізі амплітудно-частотних характеристик (АЧХ) і оптимізації п'єзовипромінювачів, тоді як другого — для тієї ж мети у випадку п'єзоприймачів. В ехоскопах для випромінювання і прийому використовується один і той же п'єзоперетворювач, тому для розрахунку обрано метод електромеханічного чотирьохполюсника. Оптимізація суміщених п'єзоперетворювачів на максимальну ширину смуги пропускання здійснюється на основі метода зв'язаних контурів, який значно простіший метода багатопараметрової оптимізації на основі чисельних методів.

Наведені співвідношення дозволяють обґрунтовано підходити до проектування та розрахунку широкосмугових п'єзоперетворювачів для універсальних медичних УЗ ехоскопів, які є новою віхою в УЗ діагностиці.

Також в навчальному посібнику розглядаються нові типи перетворювачів, а саме силіконові ємнісні перетворювачі, які розглядаються як альтернатива п'єзоелектричним. Вони відрізняються тим, що використовують згинні коливання тонкої натягнутої мембрани з нітриду кремнію. Механічний імпеданс такої мембрани виявляється набагато менше, ніж імпеданс п'єзоперетворювача. Це спрощує завдання узгодження його з акустичним середовищем: з повітрям, при реалізації ультразвукового безконтактного контролю деталей, з біологічною тканиною в медичній діагностиці. Ось чому питання широкосмугових ємнісних перетворювачів є актуальним в наш час і потребує повного його вивчення. Конструктивні схеми ємнісних перетворювачів виконуються в різних варіантах в залежності від області застосування. При вимірюванні рівнів рідких і сипучих тіл

знаходять застосування циліндричні або плоскі конденсатори, ємність яких характеризується рівнем і залежить від діелектричної проникності рідини, ізоляції та повітря. З можливих областей застосування можна виділити: промислова техніка виміру і регулювання, геодосліджування, робототехніка, автомобілебудування, побутова техніка, будівництво, медична техніка.



## РОЗДІЛ 1

### МЕДИЧНІ ЕЛЕКТРОАКУСТИЧНІ ПРИЛАДИ З ТЕХНОЛОГІЄЮ ФОКУСУВАННЯ

В останні роки ультразвук починає грати все більшу роль у наукових дослідженнях. Методи ультразвукових досліджень широко використовуються в біології та медицині. Ультразвук викликає різноманітні і потужні біологічні ефекти. Це проявляється у вигляді механічних, теплових і фізико-хімічних явищ. Активізація обмінних процесів в органах і тканинах, поліпшення кровопостачання, досягається при інтенсивностях ультразвуку до  $1-2 \text{ Вт/см}^2$ . Більш високі інтенсивності викликають руйнування білків та інших біологічних речовин. Цей феномен використовується в хірургічній практиці [6]. Відображення і розсіювання УЗ на неоднорідностях середовища дозволяють формувати в оптично непрозорих середовищах звукові зображення предметів, використовуючи звукові фокусуючі системи, подібно до того, як це робиться за допомогою світлових променів [7].

Вперше вплив ультразвуку на живі організми і нервову систему простежується починаючи з робіт Fry W.J. . Використовувалися в основному великі потужності УЗ випромінювання, що могло призводити до теплових і механічних ефектів в тканинах. Так, в роботі Bachtold M.R. було використано випромінювання потужністю  $80 \text{ Вт/см}^2$ , частотою  $0,75 \text{ МГц}$ , тривалість експозиції  $2,5-15 \text{ хв}$ . В окремих роботах наводяться дослідження по успішному порушенню нервової тканини і при більш слабких впливах від  $30$  до  $500 \text{ мВт/см}^2$  (Young RR, Henneman E., 1961; Dinno MA et al., 1989; Dalecki D., 2004; O'Brein WD, 2007; Tyler WJ et al., 2008).

Авторами обговорюються різні механізми збудження сфокусованим ультразвуковим пучком різних органів і відділів нервової системи - механічне, теплове вплив, біофізичні ефекти в мембранах клітин, модуляції іонного струму і т.п. (Gavrilov L.R., Gersuni G.V. et al., 1976; Mihran R.T., Barnes F.S., Wachtel H., 1990; Tsui P.H., Wang S.H., Huang C.C., 2005; Wiliam

J.Tyler 2010). Описано різні фізіологічні ефекти при фокусуванні ультразвукового променя на різні підкіркові утворення (Rinaldi PC et al., 1991; Bachtold MR, Rinaldi PC et al., 1998; Hynynen K., Clement G., 2007 ), використання локального неінвазивного ультразвукового опромінення в терапевтичній практиці (Raso VV et al., 2005; Wagner T., et al., 2007 ; Clement GT, 2004) [7].

### **1.1 Застосування фокусованого ультразвуку в отоларингології**

До теперішнього часу показана можливість використання сфокусованого ультразвуку в дерматології і невропатології, є успішний досвід застосування фокусованого ультразвуку в отоларингології, знайдені особливості сприйняття фокусованого ультразвуку в нормі і при різних захворюваннях. (Гаврилов Л.Р. та ін., 1983; Антипов В.І. та ін., 1985; Вартанян Н.А. та ін., 1985). В якості основного чинника, за допомогою якого діє фокусований ультразвук, і з яким пов'язували появу слухових відчуттів, розглядається радіаційний тиск (Пудов В.І., 1985). Однак таке трактування не дозволило пояснити весь накопичений матеріал. Також не було остаточно вирішено питання і про місце прикладання основного чинника, що діє. Оскільки характер частотно-порогової кривої в аудіології залежить від шляху поширення сигналу, а ультразвукова аудіограма могла не збігатися ні з кісткової, ні з повітряної тональними аудіограмами, питання про шляхи поширення сигналу, викликаного сфокусованим ультразвуком, досі залишається відкритим [8].

Для розширення області застосування фокусованого ультразвуку мегагерцевого діапазону необхідне поглиблення знань про механізми його впливу на слухову систему [8].

Одним із способів безпосереднього впливу на завитку внутрішнього вуха людини для виклику слухових відчуттів є локальна дія на ділянки завитки з допомогою ультразвукової сфокусованої системи [9].

З цією метою оптимальним було обстеження хворих з пошкодженням середнього і внутрішнього вуха, що є природними моделями пошкоджень різних відділів слухової системи. Паралельно вирішувалося питання про механізми дії сфокусованого ультразвуку. Такі дослідження могли безпосередньо привести до знаходження між хворими з різною патологією відмінностей в слуховому сприйнятті стимулу, викликаного сфокусованим ультразвуком. Це б створило передумови для розробки нових діагностичних тестів, а також сприяло б знаходженню інших можливостей використання сфокусованого ультразвуку. У число захворювань, що підлягають вивченню, було доцільно включити отосклероз, як модель патології повітряного звукопроведення (Солдатов І.Б. та ін., 1974), що могло сприяти відповіді на питання про шляхи поширення сигналу, викликаного ультразвуком, до вушного лабіринту, зміни функції слухової системи, при хворобі Мен'єра, коли головну трудність становить діагностика атипових і змішаних форм (Оліс ВС, 1973), і при нейросенсорної приглухуватості, для якої не вирішені питання, як діагностики, так і лікування, і прогнозування (Евдоценкс Е.А. , Косаковський А.П., 1989) [8].

Різниця слухових порогів, виміряних при дії звуку і амплітудно-модульованого ультразвуку показує, що сфокусований ультразвук діє на слухову систему не тільки за рахунок звукових коливань, що виділяються в тканинах голови при демодуляції, як вважали раніше, а й за рахунок коливань ультразвукової частоти. Таким чином ультразвук здійснює власну, специфічну дію на аферентні нервові структури, оскільки немодульований ультразвук не діє на рецептори (не викликає слухових відчуттів), а зміна чутливості відбувається. За аналогією з результатами, отриманими в експериментах на тваринах (Вартанян І.А. і ін., 1981), найбільш ймовірно припустити дію на немієлінізовані аферентні волокна слухового нерва. Величини часу відновлення слухових порогів при дії амплітудно-модульованого ультразвуку після ультразвукової навантаження, подібні зі

збільшеним часом відновлення чутливості до звуку після звукового навантаження, у хворих з ураженням волокон слухового нерву, підтверджують це припущення (Розенблюм А.С., 1.982). Зміна чутливості до модульованого ультразвуку, після навантаження немодульованим (нечутним) ультразвуком, показує можливість дії на волокна ізольовано від дії на рецептори [8].

Таким чином, проведені дослідження дозволили зробити висновок про те, що слухове сприйняття при дії сфокусованого ультразвуку залежить не тільки від звукових коливань, що виділяються в тканинах голови при демодуляції, як це вважали раніше (Пудов В.І., 1985), але і від коливань ультразвукової частоти, а також довели можливість безпосередньої дії сфокусованого ультразвуку на провідникові нервові структури. Можливість впливу за допомогою сфокусованого ультразвуку не тільки на рецептори, а й на провідникові нервові структури може бути використана при диференціальній діагностики захворювань, пов'язаних з різним функціональним станом рецепторного і провідникового відділів слухової системи [8].

Існують, експериментальні дані, які свідчать про те, що безпосередня дія ультразвуку також грає роль в стимулюючому ефекті ФУЗ. Наприклад, з допомогою ультразвуку можна було стимулювати не тільки рецептори (волоскові клітини) вушного лабіринту людини, як при звичайному (звуковому) слуханні, але також і волокна слухового нерву. Можливість прямої активації волокон слухового нерву ФУЗ підтримана спостереженнями у деяких глухих людей зі зруйнованим рецепторним апаратом, які могли сприймати слухову інформацію, передану за допомогою амплітудно-модульованого ФУЗ, тоді як звукопідсилюючі слухові апарати не дозволяли людині чути. Ці дані були підтверджені експериментами на жабах, у яких рецептори в вушному лабіринті спеціальним чином руйнувалися. У таких випадках були зареєстровані відповіді на ультразвукову стимуляцію нервів в

лабіринті. Гістохімічні методи підтвердили, що при цьому ультразвук активував нервові волокна. Схожі результати ультразвукової активації нервових волокон були отримані при реєстрації імпульсної активності одиночних аферентних волокон кінцівок у щурів при дії ФУЗ на периферичні закінчення цих волокон в рецептивних полях [10].

Отже, результати досліджень показують, що є в крайньому випадку, два фактори, відповідальних за подразнення за допомогою ФУЗ рецепторно-нервових структур, пов'язаних із шкірною чутливістю. Перший з них, це односпрямований вплив, пов'язаний з градієнтом зсувного зміщення середовища за рахунок радіаційної сили, другий - безпосередня дія ФУЗ, пов'язана з відомими біологічними ефектами ультразвуку, такими як нагрівання тканин при деяких режимах впливу, коливання газових бульбашок, наявних в біологічних середовищах, підвищення проникності мембран і т.п [10].

Спостереження показали, що пороги різних відчуттів, викликаних ФУЗ, вимірюються з високою точністю. Ряд неврологічних і шкірних захворювань, а також патологія органів слуху супроводжуються значною різницею чутливості сприймаючих нервових структур, в порівнянні з нормою. Порівнюючи пороги різних відчуттів, викликаних стимулами ФУЗ, у людей в нормальному і патологічних станах, можна діагностувати захворювання і оцінювати ступінь розвитку патологічних процесів. Наприклад, така діагностика і оцінки були проведені у пацієнтів з різними неврологічними та шкірними захворюваннями. Виявлено і представлені кількісно не тільки розлади чутливості, а й "субклінічні" її порушення, які не могла виявити традиційна діагностика. Були проведені вимірювання порогів слуху при дії на вушної лабіринт ФУЗ, модульованим по амплітуді стандартними аудіометричного октавними частотами. Відмінності між вимірюваними за допомогою ФУЗ, і стандартними граничними аудіограмами, при різних захворюваннях органів слуху, були використані в якості діагностичних

критеріїв. Висока ефективність такого способу для діагностики різних порушень слуху була продемонстрована на сотнях пацієнтів. Показано також, що спосіб може виявитися корисним для відбору пацієнтів на електродне кохлеарне протезування [10].

## 1.2 Безпечність ультразвуку.

На підставі епідеміологічних даних, доступних і сучасних знань інтерактивних механізмів, немає достатніх підстав, щоб виправдати висновок про причинно-наслідкового зв'язку між ультразвуковою діагностикою і визнаних побічних ефектів в організмі людини. Деякі дослідження показали ефекти впливу діагностичного ультразвуку під час вагітності, таких як низька вага при народженні, затримка мови та дислексії. Інші дослідження не виявили таких ефектів. Епідеміологічні дані засновані на умовах опромінення до 1992 року, рік, в якому акустичні межі ультразвукових машин істотно зросли для плоду. Питання про безпеку обговорюється більше, тому що все більше і більше застосувань ультразвуку були виявлені, а промисловість виробляє технічно складні пристрої, які забезпечують більш діагностичної інформації [11].

Найвищі температури, як правило, відбуваються в тканини в області де ультразвуковий промінь потрапляє на тканину в фокальній області. Оскільки підвищення температури пов'язано з ультразвуковою потужністю і об'ємом тканини, нам потрібно приймати до уваги, чи промінь сканує, іншими словами, чи рухається промінь, чи утримується в нерухомому стані. Всі режими сканування, такі як В-режим візуалізації, і кольорове доплерівське картування, розподіляють енергію по великому об'єму. У режимах сканування найвища температура спостерігається часто на поверхні, де ультразвук потрапляє в організм. Режими роботи приладів без сканування, такі як спектральний Допплер і М-режим, концентрують енергію уздовж однієї лінії і накопичує енергію

уздовж стаціонарного ультразвукового променя. Енергія розподіляється на набагато менший об'єм тканини, ніж у випадку сканування. У режимах без сканування, найвище підвищення температури спостерігається між поверхнею і фокусом. Іншими словами, найгарячіша точка вздовж центральної осі пучка, а не в точці фокусу. Точне місце розташування залежить від затухання ультразвукових хвиль у тканинах і фокусної відстані променя. Для довгих фокусних відстаней, розташування максимального підвищення температури може лежати ближче до поверхні, але для коротких фокусних відстаней, як правило, ближче до фокусу [11].

Фокусування ультразвукового променя концентрує потужність в пучку на невеликій площі, тим самим покращуючи якість акустичного зображення [11].

Важливим аспектом є час дії. УЗ хвилі можуть випромінюватися в імпульсному режимі. Тоді є надходження енергії, а потім є період паузи. Потім, є ще один імпульс і більша пауза, і так далі. Під час імпульсу, акустична інтенсивність висока, але в режимі паузи інтенсивність дорівнює нулю.

Якщо ми візьмемо весь період часу, тобто середню інтенсивність УЗ протягом довгого часу, ми стикаємося з тим, що середня інтенсивність може бути в тисячу разів менше, ніж миттєва, або пікове значення інтенсивності. На додаток до часу усереднення, є ще концепція, яка впливає на підвищення температури: чим довша тривалість експозиції, тим більша ймовірність біологічного ефекту [11].

Також стверджується, що отримані дані є недостатніми для доказу повної безпеки. Той факт, що дослідження з безпеки тривають, демонструє постійний інтерес медичної та наукової громадськості до даних, які дали б гарантію безпеки ультразвукового способу отримання зображень. Тривалі дослідження будуть збагачувати наші знання та сприяти подальшій модернізації обладнання.

### 1.3 Оптимальні параметри впливу ультразвуку.

У медичній практиці інтенсивність ультразвуку вибирають в межах  $0,1-1 \frac{Вт}{см^2}$ , тривалість процедури становить 3-10 хв. Вважається, що при такій дозі необоротних небезпечних змін в тканинах не виникає. Взаємодія біологічного об'єкта і його відповідної реакції на вплив ультразвуку здійснюється в кілька етапів (стадій) [12].

На першому етапі енергія ультразвуку поглинається тканинами (жирова тканина поглинає приблизно в 4 рази, м'язова - в 10, а кісткова - в 75 разів сильніше, ніж кров). В результаті в них відбуваються явища псевдокавітації, механічної дезінтеграції, світіння, електронного збудження, зміни структури води. УЗ опромінення на другий фізико-хімічної стадії впливає на первинні процеси (біологічні, електрокінетичні, фізико-хімічні та ін.). В результаті УЗ поглинається речовиною клітин і тканин, де спостерігаються конформаційний ефект, іонні зрушення, утворення вільних радикалів, підвищення температури. У живій клітині є мінімум три місця, на які впливають фізичні фактори, забезпечуючи перемикання потоків енергії в організмі: макромолекули зовнішньої оболонки клітини, мітохондрії і ядро. Під впливом УЗ відбувається мікро вібрація або мікро масаж на клітинному і субклітинному рівнях, стимулюються процеси мікро циркуляції, збільшується проникність клітинних мембран. Зміни клітинних мембран в свою чергу призводять до змін концентрацій різних речовин в клітині і її найближчому оточенні, а також до зміни швидкості ферментативних реакцій (низька активування і переважно придушення ферментативних реакцій в клітині внаслідок порушення оптимуму концентрацій речовин, необхідних для функціонування ферментів) [12].



#### 1.4. Біоакустичні фокусуючі системи

В останні десятиліття використання ультразвукового фокусування, тобто, ультразвук високої інтенсивності, з хірургічною або терапевтичною метою, стало однією з областей медичної акустики, яка розвивається найбільш ефективно і швидко [13].

Ультразвукове фокусування найчастіше виконується за допомогою одиночних п'єзокерамічних перетворювачів, сформованих як частина сферичної оболонки. Такі радіатори відносно прості, недорогі, і прості у виробництві; це, безсумнівно, великі їх переваги. Одним з недоліків є їх фіксована фокусна відстань. Для руйнування біологічної тканини з відносно великим об'ємом (кілька см<sup>3</sup>, і більше) повинне використовуватися механічне переміщення фокусуючої системи. Оскільки з практичного досвіду відомо, що це займає декілька годин, використання хірургічних вставних датчиків із фіксованими фокусними відстанями не завжди можливо. Чіткі переваги надаються ультразвуковим фазованим матрицям, які дозволяють змінювати положення зони фокусування без механічного переміщення самого масиву, та одночасно створювати кілька зон високої інтенсивності. В останні роки спостерігається чітка тенденція до збільшення інтенсивності ультразвуку при обробці тканин за допомогою фокусуючого ультразвуку. Дослідження досягли рівня, коли вони часто використовують інтенсивність на поверхні перетворювача, близькі до максимально допустимих за сучасними технологіями (десятки Вт/см<sup>2</sup>). В той же час існує велика потреба у збільшенні потужності, що випромінюється перетворювачем, не шляхом подальшого підвищення інтенсивності на її поверхні, а за допомогою таких сучасних методів, що варіюють геометрію систем фокусування [13].

### 1.4.1 Спіральне розташування елементів дворівневих ультразвукових терапевтичних масивів

В роботі [13] показана розробка нового покоління фазованих масивів, заснованих на використанні щільно розміщених елементів, розташованих по спіралі, та представлено можливі конструкції для цих масивів.

Розглянемо деякі загальні риси створення полів мультиелементних масивів. Було припущено лінійний характер поширення акустичних хвиль. Поля джерел можна описати з високим ступенем точності, використовуючи інтеграл Релея [13]:

$$p(\vec{r}) = -i\rho_0 c_0 \frac{k}{2\pi} \int_S \frac{V(\vec{r}') e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dS \quad (1.1)$$

де  $p$  - це складна амплітуда акустичного тиску в точці з координатою  $\vec{r}$ ;  $V$  - амплітуда нормальної складової швидкості випромінювальної поверхні  $dS$ ;  $\vec{r}$  є радіус-вектор поверхневого елемента;  $k = \omega / c_0$  - це хвильове число,  $\omega$  - кутова частота;  $\rho_0$  і  $c_0$  є щільність і швидкість звуку середовища. Припустимо, що джерело є монохроматичним, а коливальна швидкість та акустичний тиск змінюються з плином часу  $\exp(-i\omega t)$ . Оскільки інтеграція формується уздовж випромінюваної поверхні  $S$ , формула (1.1) дозволяє нам обчислити акустичне поле в просторі, виходячи з розподілу нормальної складової від коливальної швидкості на поверхні джерела. Коли ця поверхня є частиною сфери з радіусом  $F$  (як у випадку фокусуючих перетворювачів), вираз для амплітуди акустичного тиску  $P_F$  в геометричному фокусі (у центрі сфери, де  $|\vec{r}-\vec{r}'| = F$ ) приймає просту форму [13]:

$$P_F = -i\rho_0 c_0 \frac{ke^{ikF}}{2\pi F} \int_S V(\vec{r}') dS. \quad (1.2)$$

Коли джерелом є багатоелементний масив з постійною коливальній швидкістю  $V = V_0$  на поверхні елемента та нульовою швидкістю поза елементами, просте вираз для коефіцієнта підсилення фокусуючої системи впливає з (1.2) [13]:

$$K_F = \left| \frac{P_F}{P_0} \right| = \frac{S_0}{\lambda F}, \quad (1.3)$$

де  $P_0 = \rho_0 c_0 V_0$  є характерна амплітуда акустичного тиску на випускаючої поверхні,  $\lambda = 2\pi / k$  це довжина хвилі, і  $S_0$  це загальна площа всіх активних елементів. Будь-яке збільшення тиску при фокусі відносно характерного тиску на поверхні елемента є отже, незалежно від специфіки положення елементів на сферичній поверхні джерела і визначається лише площею  $S_0$ . Це означає, що визначальним параметром є щільність упаковки масиву активними елементами [13]:

$$\Psi = \frac{S_0}{S}. \quad (1.4)$$

Тут  $S$  - сумарне джерело площа Вираження (1.3) еквівалентно [13]:

$$K_F = \Psi \frac{S}{\lambda F}, \quad (1.5)$$

тобто, при певних геометричних розмірах джерела коефіцієнт підсилення для хвильової амплітуди в геометричному фокусі пропорційний щільності упаковки  $\Psi$ . Тому матриці з тісним пакуванням елементів, де коефіцієнт  $\Psi$  близький до 100%, найкраще для отримання полів високої інтенсивності. Як було зазначено вище, окрім досягнення високої інтенсивності в геометричному фокусі, однією з причин використання масиву є можливість динамічного фокусування за допомогою відповідної фазування елементів. Тут масштаби та характер узгодження елементів мають важливе значення; тобто проблема оптимізації є більш складною [13].

До недавнього часу двомірні фазовані масиви, розроблені і вироблені в ряді лабораторій, були тільки регулярними, а найбільш часто використовувані масиви квадратні елементи, щільно упаковані в вузли квадратного масиву. Наші дослідження показують, що це найменш вдалий елемент [13].

Поверхні таких масивів щільно заповнені активними елементами (незважаючи на технологічні зазори між елементами, щільність упаковки  $\Psi$  може перевищувати 90%); згідно (1.5), ці масиви ефективні для отримання високих інтенсивностей в геометричному фокусі. Однак такі випромінювачі мають істотний недолік: максимуми вторинної інтенсивності в їх акустичних полях через дискретної структури масиву і регулярне розташування елементів в ньому. Такі максимуми можуть привести до перегріву і навіть руйнування біологічної тканини за межами даної області дії. Як є добре відомо, що для усунення бічних пелюсток в діаграмі спрямованості масиву відстань між центрами елементів повинно бути  $< \lambda / 2$ , де  $\lambda$  - довжина хвилі (наприклад,  $< 0,5$  мм при частоті 1,5 МГц) [13].

Однак, щоб розробити масив з досить великою апертурою і такими малими розмірами елемента і в той же час отримати необхідні акустичні потужності для терапевтичного масиву необхідно використовувати значну кількість елементів і електронних каналів [13].

Зменшення рівня бічних пелюсток в діаграмі спрямованості масиву шляхом зменшення амплітуди на елементах масиву від її центру до периферії також неприйнятно через високі вимоги до акустичної потужності масиву. Ще один метод, заснований на використанні масивів з нерівними відстанями між елементами було перевірено, де було показано, що зменшення рівня вторинних максимумів інтенсивності може досягати 30-45% в порівнянні з масивами з рівними відстанями між елементами (так звані еквідистантно масиви). Такі підходи, як використання широкосмугових сигналів для збудження елементів масиву, також неефективні і не використовуються в реальних конструкціях масивів [13].

Для підвищення якості акустичних полів, що генеруються двовимірними масивами високої потужності, ряд дослідників запропонував підхід, заснований на використанні розріджених масивів з випадково розташованими елементами. Логіка цього підходу полягає в тому, що рівень

бічних пелюсток в полі, генерований масивом в значній мірі залежить від регулярності структури масиву. Це означає, що випадкове розташування елементів на поверхні двовимірного масиву може поліпшити якість ультразвукових розподілів інтенсивності, оцінене за наявності вторинних максимумів інтенсивності в поле, генерований масивом, в порівнянні з регулярними масивами [13].

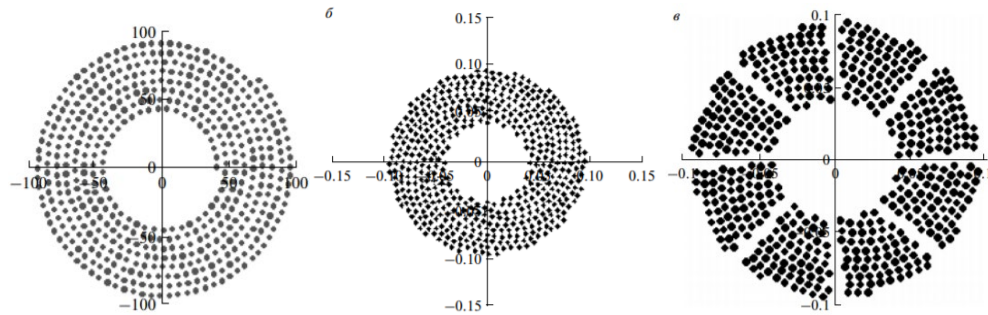


Рис.1.1 Види розміщення елементів масиву по спіралі

У той же час було показано, що рандомізація одного елемента масиву недостатньо для забезпечення високої якості акустичних полів з керуванням фокусом (або декількома фокусами). Щоб досягти такої якості, випромінювання кожного елемента має бути не надто направлено; тобто розміри елемента повинні бути не більше декількох довжин хвиль (не більше  $5\lambda$ ). Нарешті, розрідженість масиву не повинна бути занадто високою: зниження щільності упаковки до  $<35-40\%$  помітно збільшує потужність, що генерується масивом, і знижує якість розподілу поля. Разом ці три фактори є основними відмінними рисами сучасних технічних рішень [13].

#### **1.4.2 Фокусування з використанням багатоелементної решітки**

В останні роки суттєвий розвиток отримали методи неінвазивного (тобто без хірургічного втручання) впливу на глибокі структури мозку через інтактний череп за допомогою сфокусованого ультразвуку високої інтенсивності (часто для скорочення останнього словосполучення використовують термін HIFU - аббревіатуру виразу High Intensity Focused Ultrasound). У транскраніальній HIFU-хірургії ультразвуковий пучок

фокусується через кістки черепа в задані ділянки мозку і, в залежності від обраної дози, забезпечує їх локальний нагрів і подальше теплове руйнування. Такий метод вже успішно застосовується для проведення нейрохірургічних операцій для лікування есенціального тремору, руйнування внутрішньомозкових пухлин, лікування невралгії трійчастого нерву і хронічних невропатичних болей. Відомо, що череп являє собою вкрай несприятливе середовище для проходження ультразвуку. Товщина черепа і загасання звуку в його різних ділянках суттєво неоднорідні, а швидкість звуку різко відрізняється від такої в воді і в м'яких тканинах. Проблемою фокусування ультразвуку через череп з урахуванням можливих аберацій за рахунок різниці товщини і акустичних параметрів в його різних ділянках займалися з середини минулого століття кілька дослідних груп. Вирішення цієї проблеми стало можливим, коли були створені багатоеlementні фазовані решітки з індивідуальним контролем фази і амплітуди сигналу на кожному з її елементів для корекції аберацій і неінвазивні методи магнітно-резонансної томографії (МРТ) для контролю впливу і одержуваного біоефектов [14].

У сучасній медичній практиці транскраніальної хірургії використовуються решітки клінічної системи ExAblate, розроблені ізраїльською компанією InSightech Ltd. Вони містять 1024 елемента і мають форму півсфери з діаметром 30 см, всередині якої знаходиться голова пацієнта. Тепловий вплив HIFU на певні ділянки мозку проводиться через нерозкритий череп під МРТ-контролем температурне розподілів в області опромінення [14].

Найбільш часто використовують послуги модифікації системи: робоча частота решітки становить 650-720 кГц, а її акустична потужність при клінічному використанні не перевищує 800 Вт. Було показано, що при такій потужності решітки нелінійними акустичними ефектами практично можна знехтувати, і в фокусі реалізується режим опромінення гармонійними хвилями [14].

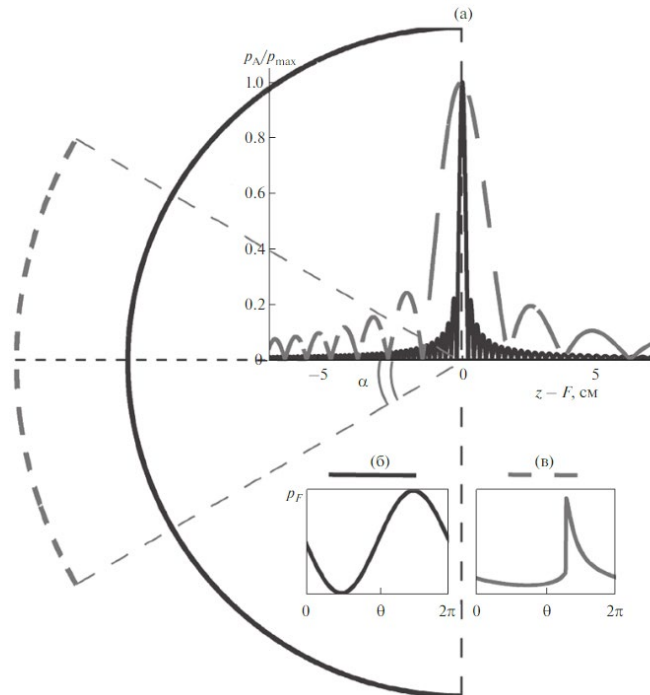


Рис. 1.2

- (а) Розподілу амплітуди тиску на вісі пучка, нормованої на максимальне значення, для випромінювача напівсферичної форми (суцільна лінія, частота  $f = 650$  кГц, фокусна відстань  $F = D / 2 = 15$  см, кут розкриття  $2\alpha = 180^\circ$ , де  $D$  - апертура випромінювача) і випромінювача у формі сферичного сегмента (пунктирна лінія,  $f = 650$  кГц,  $F = D = 20$  см, кут розкриття  $2\alpha = 60^\circ$ ).
- (б) Лінійний профіль хвилі в фокусі характерний для теплового руйнування тканини в фокусі випромінювача напівсферичної форми.
- (в) Нелінійний профіль хвилі з розвиненим розривом у фокусі характерний для механічного руйнування тканини в фокусі випромінювача в формі сферичного сегмента

Використання напівсферичної решітки великого діаметра (30 см), мають ряд суттєвих недоліків. Ці недоліки обумовлені в основному небезпекою перегріву і пошкодження кісток черепа. Так, існуюча конструкція не дозволяє механічно змінювати місце розташування фокуса. Решітка розташовується навколо голови пацієнта таким чином, щоб її центр кривизни знаходився в центрі черепа, а напрямок променів, що з'єднують елементи решітки з фокусом, було максимально близьким до перпендикулярному щодо поверхні черепа. В іншому випадку при похилому падінні коефіцієнт проходження ультразвуку через кістки черепа і інтенсивність у фокусі різко зменшуються. Електронне переміщення фокусу шляхом зміни фаз на елементах решітки при такій геометрії системи дає

задовільну якість фокусування на частоті 650 кГц, використовуваної в клініках, лише у відносній близькості від геометричного центру решітки. Виконані нами оціночні розрахунки показали, що при фокусуванні в порожній частині, без урахування аберацій, радіус області електронного переміщення фокуса решітки до рівня 0.5 від максимальної інтенсивності становить 2.1 см. Збільшення потужності решітки з метою компенсування втрати інтенсивності в фокусі при його механічному або електронному переміщенні викликає небажані ефекти перегріву кісток. Перераховані фактори призводять до обмеження області практичного застосування існуючих решіток і можливості впливу лише на невеликі обсяги мозку радіусом близько 2.5 см в його центральній частині. Для подолання зазначених обмежень перспективною є розробка нелінійних імпульсно-періодичних режимів опромінення, коли у фокусі випромінювача в профілі ультразвукової хвилі формуються високоамплітудні ударні фронти. Використання таких режимів розширює можливості HIFU, дозволяючи підвищити швидкість і локальність теплового впливу, а також здійснювати механічне руйнування тканин [14].

У даній роботі [14] досліджується можливість створення решіток в формі сферичного сегмента з кутом розкриття близько  $60^\circ$  для досягнення ударно-хвильового режиму впливу з амплітудою розриву 80-115 МПа при фокусуванні через інтактний череп. У теоретичній моделі враховуються некомпенсовані втрати енергії ультразвукового пучка: частотно-залежне поглинання при проходженні через кістки черепа, відображення на його внутрішньої і зовнішньої поверхнях, а також поглинання в тканинах мозку. Передбачається, що аберації, що виникають за рахунок різниці швидкості звуку між черепом і тканиною, можуть бути компенсовані швидко розвиваються на сьогоднішній день методами. Варіюються частота ультразвуку в діапазоні 650 кГц-1.2 МГц, кути розкриття і розміри решітки, а також щільність її заповнення елементами. Останнє особливо важливо,



оскільки досить розріджений заповнення (55-65% від площі решітки) дає можливість використання квазівипадкового або спірального розташування елементів, що розширює можливості динамічної фокусування, але в той же час обмежує максимально досягається потужність решітки. Завданням є визначити, в якому інтервалі значень розглянутих параметрів можливо реалізувати формування ударного фронту в фокусі на глибині до 10 см в тканини мозку при початкових інтенсивностях на елементах решітки менше  $40 \text{ Вт/см}^2$ , що обумовлено існуючими технічними обмеженнями. Крім переваг реалізації ефективного теплового і механічного впливу і розширення області динамічної фокусування, пропоновані решітки матимуть форму сегмента сфери з кутом фокусування близько  $60^\circ$ , на відміну від напівсферичних решіток систем ExAblate, що дозволить здійснювати механічне переміщення решітки щодо голови пацієнта, наближаючи її до черепа, віддаляючи, а також повертаючи навколо його центру, зберігаючи близьке до перпендикулярному проходження променів від усіх елементів через кістки черепа [14].

У загальній постановці необхідно було вирішити нелінійну зворотну задачу визначення параметрів багатоеlementної решітки для створення ударного фронту певної величини у фокусі після проходження кісток черепа і тканини мозку. Така постановка передбачає проведення багатопараметричного моделювання тривимірного рівняння Вестервельта з урахуванням аберацій і загасання ультразвукового пучка на шляху до фокусу. Ясно, що такий підхід є дуже трудомістким, а аналіз результатів додатково ускладнюється великою кількістю геометричних параметрів решітки, таких як, наприклад, координати елементів, їх форма і розмір. Тому для вирішення поставленого завдання використовувався ряд спрощують припущень [14].

Перш за все, передбачалося, що спотворення структури поля, пов'язані з неоднорідностями черепа, компенсовані, і в даній роботі їх вплив не

враховувалося. Крім того, в якості граничного умови розглядався більш простий в порівнянні з ґратами "еквівалентний" випромінювач, а для розрахунку нелінійного акустичного поля використовувалося параболічне рівняння Хохлова-Заболотської. Припускалося також, що ступінь спотворення профілю хвилі в фокусі решітки визначається в основному нелінійними ефектами в високоамплітудній фокальній області пучка [14].

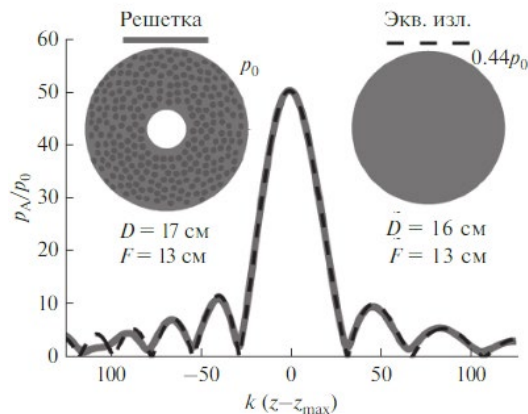


Рис. 1.3. Розподіл амплітуди тиску на осі пучка, нормованої на амплітуду тиску на елементі решітки  $p_A / p_0$

На рис.1.3: для 256-елементної решітки (суцільна лінія,  $D$  - апертура решітки,  $F$  - фокусна відстань,  $\Psi = 0.4$  - коефіцієнт заповнення поверхні решітки елементами) і еквівалентного їй випромінювача сферичної форми (пунктирна лінія). Ліворуч і праворуч наведені схеми решітки та еквівалентного випромінювача (вид спереду), а також геометричні параметри решітки та еквівалентного випромінювача із зазначенням зв'язку початкових амплітуд на елементі решітки ( $p_0$ ) і на еквівалентному випромінювачі ( $0.44p_0$ ).

При фокусуванні в воді для кожної решітки можна підібрати більш простий "еквівалентний випромінювач", поле якого близько апроксимує поле решітки поблизу фокусу. Розглянемо, наприклад, лінійне поле, створюване у воді ґратками з робочою частотою 1 МГц, що складається з  $N = 256$  круглих поршневих елементів з радіусом  $a = 0.35$  см, фокусною відстанню  $F = 13$  см і діаметром  $D = 17$  см (рис.1.3). Оберемо еквівалентний сферичний

випромінювач з тієї ж робочої частотою і фокусною відстанню а апертуру і початкову амплітуду на еквівалентному випромінювачі варіюватимемо таким чином, щоб забезпечити найкраще збіг амплітуд тиску на осі решітки (рис.1.3, суцільна лінія) і на осі еквівалентного випромінювача (рис.1.3, пунктирна лінія). Для цього необхідна мінімізація функціоналу нев'язки між лінійним полем решітки і еквівалентного випромінювача кожне з яких є рішенням лінеаризованого рівняння Вестервельта [14]:

$$\Delta(\bar{D}, \bar{p}_0) = \sum_{z \in [A, B]} (p_A(z_i) - \bar{p}_A(z_i))^2. \quad (1.6)$$

де  $A$  і  $B$  - межі тієї області на осі, в якій проводиться зіставлення розподілів  $p_A(z_i)$  та  $\bar{p}_A(z_i)$ ,  $z_i$  - деякі точки на осі решітки. У разі багатоеlementних решіток зручно вибрати кордону  $A$  і  $B$  за напіввисоті головного дифракційного максимуму. Розрахунок поля решітки може проводитися на основі наближеного аналітичного рішення для далекого поля кожного з елементів решітки або за допомогою прямого чисельного розрахунку інтеграла Релея. За допомогою чисельної мінімізації функціоналу (1.6) виходять такі параметри еквівалентного сферичного випромінювача:  $D = 16 \text{ см}$ ,  $\bar{p}_0 = 0.44 p_0$ . Як бачимо, що поле еквівалентного випромінювача і решітки дійсно практично збігаються в межах інтервалу  $[A, B]$ . При цьому геометричні параметри еквівалентного випромінювача і решітки близькі один до одного:  $\bar{F} = F = 13 \text{ см}$ , а різниця апертур (діаметрів)  $|\bar{D} - D|$  складає всього 6%. Крім того, коефіцієнт зв'язку між початковими амплітудами на елементах решітки і поверхні еквівалентного випромінювача  $\bar{p}_0 / p_0 = 0.44$  близький до значення коефіцієнта заповнення поверхні решітки елементами  $\Psi = 0.4$ . Тут  $\Psi = S_{\text{випр}} / S_{\text{пов}}$ ,  $S_{\text{випр}} = N\pi a^2$  - сумарна площа всіх елементів решітки,  $S_{\text{полн}}$  - площа повної поверхні решітки. Дійсно, повна поверхня решітки і еквівалентного випромінювача близькі по площі, але при цьому тільки  $\Psi = 0.4$  поверхні решітки заповнене випромінюють елементами

з характерною амплітудою тиску на кожному елементі  $p_0$ , в порівнянні з випромінюванням з повною поверхні еквівалентного джерела з характерною амплітудою тиску  $\bar{p}_0$ . Очевидно, що для того щоб тиску лінійного поля решітки та еквівалентного випромінювача збігалися поблизу фокусу, необхідно, щоб повністю випромінює сферичний джерело мав початкову амплітуду [14]

$$\bar{p}_0 \approx \Psi p_0. \quad (1.7)$$

Таким чином, довільна решітка з фокусні відстанню  $F$ , апертурою  $D$ , коефіцієнтом заповнення  $\Psi$  і амплітудою тиску на елементі в нульовому наближенні замінюється сферичним випромінювачем з тими ж геометричними параметрами  $\bar{F} = F$  і  $\bar{D} = D$  і амплітудою  $\bar{p}_0 = \Psi p_0$  на поверхні. Це дозволяє зменшити кількість параметрів, що характеризують поле багатоеlementних решіток, що значно спрощує рішення нелінійної оберненої задачі визначення параметрів сферичного фокусируючого випромінювача, що створює розрив певної амплітуди в фокусі. Проте, навіть в такий спрощеній постановці граничної умови вирішення цього завдання, як і раніше вимагає багаторазового рішення рівняння Вестервельта, що досить важко реалізувати для ударно-хвильових режимів фокусування [14].

Наступне спрощення теоретичної моделі пов'язано з заміною випромінювача сферичної форми і опису акустичного поля за допомогою рівняння Вестервельта випромінювачем плоскої форми з параболічним зміною фази уздовж поперечної координати і описом поля на основі параболічного рівняння Хохлова-Заболотської (ХЗ). У недавній роботі були отримані аналітичні рішення, що зв'язують діаметр, фокусна відстань і амплітуду таких випромінювачів, і показано, що створювані ними поля, описувані відповідними лінеаризованими рівняннями, практично збігаються як в області основного дифракційного максимуму, так і в декількох вторинних дифракційних максимумах до і після фокуса [14].

Були отримані наступні результати:

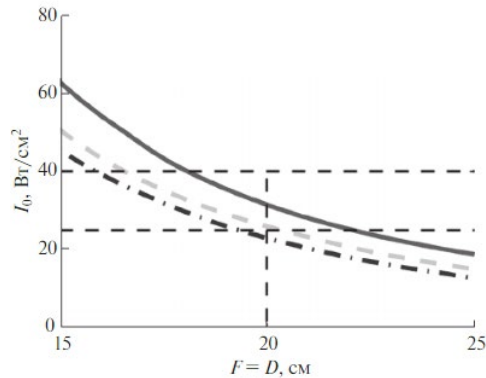


Рис.1.4 Залежність початкової інтенсивності на елементі решітки, необхідної для формування в фокусі розвиненого розриву при фокусуванні через череп на фокусній відстані  $F$

На рис.1.4 : Суцільна лінія –  $f = 800$  кГц, пунктирна лінія -  $f = 1$  МГц, штрих-пунктирна лінія -  $f = 1.2$  МГц. Горизонтальними лініями відзначені технічні максимуми інтенсивності на елементі решітки з урахуванням втрат в тканинах мозку ( $25 \text{ Вт} / \text{см}^2$ ) і без їх урахування ( $40 \text{ Вт} / \text{см}^2$ ). Розглянуто випадок решіток з діафрагменним числом  $F_{\#} = 1$  і коефіцієнтом заповнення  $\Psi = 0.8$ . Видно, що в разі "щільного" розташування елементів, для реалізації режиму розвиненого розриву на всіх глибинах ( $I_0 \ll 25 \text{ Вт/см}^2$ ) при частоті  $f = 0.8$  МГц, діаметр решітки повинні бути більше 22.5 см, при частоті 1 МГц досить апертури 20 см, при 1.2 МГц - 19 см [14].

Розглянемо тепер вплив коефіцієнта заповнення решітки елементами  $\Psi$  на величину початкової інтенсивності на елементах решітки з фокусною відстанню  $F = 20$  см і діафрагмовим числом  $F_{\#} = 1$  (рис.1.5). Збільшення щільності заповнення дозволяє значно знизити початкову інтенсивність: для випадку низьких частот  $f = 0.8$  МГц - до величин менше  $25 \text{ Вт/см}^2$  при дуже щільному заповненні  $\Psi > 0.9$  (товста суцільна лінія), для  $f = 1$  МГц - починаючи з  $\Psi > 0.82$  (штрихова лінія), а для  $f = 1.2$  МГц - починаючи з  $\Psi > 0.77$  (штрих-пунктирна лінія) [14].

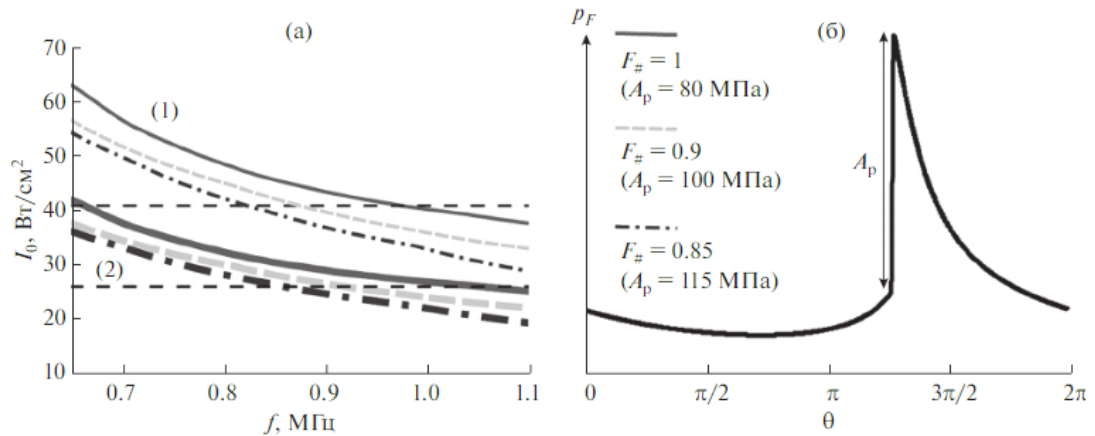


Рис.1.5. (а) Залежність початкової інтенсивності на елементі решітки, необхідної для формування в фокусі розриву при фокусуванні через череп, від частоти  $f$

На рис.1.5: тонкі лінії (1) - "розріджена решітка" з коефіцієнтом заповнення  $\Psi = 0.65$ , товсті лінії (2) - "щільна решітка"  $\Psi = 0.8$ . Для суцільних ліній  $F_{\#} = F / D = 1$ , для пунктирних  $F_{\#} = 0.9$ , для штрих-пунктирних  $F_{\#} = 0.85$ . Горизонтальними лініями позначені технічні максимуми інтенсивності на елементі решітки з урахуванням ( $25 \text{ Вт/см}^2$ ) і без урахування ( $40 \text{ Вт/см}^2$ ) втрат в тканинах мозку. Розглянемо випадок решіток з фокусною відстанню  $F = 20$  см. Профіль хвилі в фокусі з розвиненим розривом амплітуди  $A_p$ . На малюнку (б) вказані значення амплітуд розриву  $A_p$  для випадків, розглянутих на графіку (а).

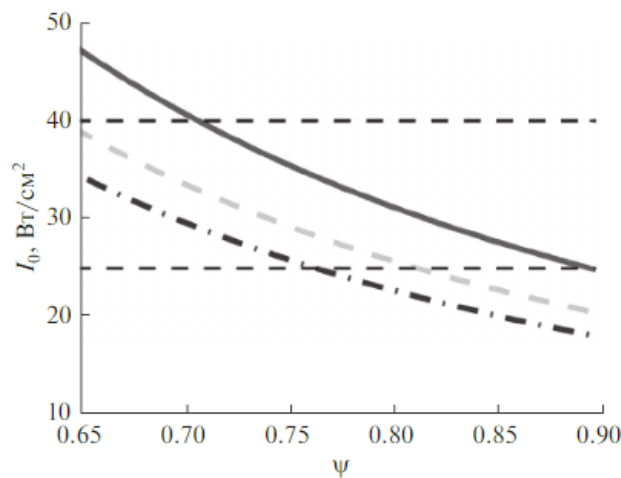


Рис.1.6. Залежність початкової інтенсивності на елементі решітки, необхідної для формування у фокусі розвиненого розриву при фокусуванні через череп від коефіцієнта заповнення решітки елементами  $\Psi$

На рис.1.6: суцільна лінія - частота  $f = 800$  кГц, пунктирна лінія -  $f = 1$  МГц, штрих-пунктирна лінія -  $f = 1.2$  МГц. Горизонтал. лініями відзначені технічні максимуми інтенсивності на елементі решітки з урахуванням ( $25 \text{ Вт/см}^2$ ) і без урахування ( $40 \text{ Вт/см}^2$ ) втрат в тканинах мозку. Розглянуто випадок решіток з фокусною відстанню  $F = 20$  см і діафрагмовим числом  $F_{\#} = 1$ .

Було досліджено можливість використання багатoelementних фокусуючих випромінювачів для хірургічного руйнування глибоких ділянок головного мозку через інтактний череп, використовуючи нелінійні імпульсно-періодичні режими ударно-хвильової дії. На відміну від методу теплового руйнування структур головного мозку в безперервному режимі опромінення, використововуваного в системах типу ExAblate, опромінення потужними імпульсами з ударними фронтами дозволяє здійснювати механічне пошкодження тканини (гістотрісія з кипінням) в фокальній області без істотного нагрівання тканин, що оточують область впливу, і без небезпеки перегріву кісток черепа [14].

#### **1.4.3. Фокусуюча система - лінза з метаматеріалів**

Формування світла з використанням просторових модуляторів світла (SLM) - це встановлена технологія для просунутих тривимірних (3D) дисплеїв і мікро-маніпуляцій. У SLM падаючий промінь когерентного світла перетворюється за допомогою амплітудної і фазової маніпуляції в широкий діапазон відображених або переданих оптичних розподілів. Принципово SLM управляється комп'ютером, і можна переналаштувати оптичне поле, створене практично в режимі реального часу [15].

Акустичного еквівалента SLM не існує. Традиційно управління розподілом акустичного поля було досягнуто за рахунок використання фіксованих лінз, які виконують одну функцію або поетапні масиви, де амплітуди і фази окремих елементів масиву незалежно контролюються. Однак поетапні масиви часто громіздкі і дорогі, а вартість і складність

масштабуються лінійно з кількістю каналів. Незважаючи на ці обмеження, поетапні масиви широко використовуються. У високочастотному фокусованому ультразвуку (HIFU), наприклад, розріджені масиви перетворювачів використовуються для лікування різних опухолей або функціональних порушень мозку, викликаючи локалізований ефект нагрівання навіть за ребрами. У промислових застосуваннях фокусування і управління ультразвуковими хвилями потрібно для виявлення невеликих тріщин в металевих компонентах, які можуть бути складними в геометрії і сильно анізотропними. Нові додатки, що вимагають точного управління акустичними хвилями, включають в себе параметричні громкоговорітелі, ультра-haptics, каустичну інженерію і акустичну левітацію [15].

Акустичні метаматеріали представляють собою новий клас інженерних матеріалів, призначених для управління, прямого і маніпулювання акустичними хвилями. Як правило, вони складаються з набору субхвильових структур (тобто елементарних осередків) і характеризуються їх ефективною масою і модулем насичення. Можливість виготовлення метаматеріалів з негативними ефективними параметрами призвела до таких ефектів, як негативна рефракція і субдифракційне фокусування. Особливо цікавими для застосування при формуванні променю є двовимірні (2D) планарні мета-поверхні: щільно упаковані структури фазоврацателів, товщина яких порівнянна з довжиною хвилі роботи. Дуже недавні приклади акустичних мета-поверхонь включають в себе використання лабіринтових структур, спіральних структур, просторових намоток багат шарових і резонаторів Гельмгольца. Ці різноманітні мета-поверхні завжди були побудовані з використанням обмеженого числа елементарних осередків, і тому оптимальна кількість рівнів дискретизації фази, необхідних для кожної програми, було проігноровано. В попередніх дослідженнях пропонується широкий діапазон рівнів дискретизації, що варіюються від 2 до 256 [15].



В роботі [15] були розроблені поняття квантових мета-поверхонь для демонстрації іншої концепції метаматеріала, заснованої на використанні невеликого набору попередньо виготовлених тривимірних одиничних осередків, званих цеглою метаматеріалів, які можуть бути зібрані в 2D структури. Цеглини стають, окремо, будівельними блоками збірки, кодуючи попередні фазові затримки. Ця операція є формою аналого-цифрового перетворення (рис.1.7): бажане поле звукового тиску відбирається на певній відстані від мета-поверхні і використовується як вхід для акустичної голографії, що призводить до фазового розподілу, яке отримує квантування в просторових і фазових областях, значення яких потім відображаються в ряд попередньо виготовлених метаматеріалів. Починаючи з обмеженого набору унікальних цегли, ми використовуємо метод дискретного вейвлет-перетворення, щоб синтезувати мета-поверхню, необхідну в даному додатку, оптимізуючи кількість необхідних цегли. Ми отримуємо реформуються мета-поверхню, яка перетворює падаючу звукову хвилю в довільний діапазон акустичних полів з обмеженою дифракцією. Крім того, коли є кілька мета-поверхонь, кожна з яких виконує задане перетворення (наприклад, управління променем і фокусування), ми показуємо, що поодинокі мета-поверхні можуть бути складені в шари для виконання більш складних перетворень, створюючи таким чином акустичний еквівалент оптичних компонентів. Ця проста, але потужна концепція спрощує проектування акустичних пристроїв і систем і закладає основи для реалізації просторових звукових модуляторів (SSM) [15].

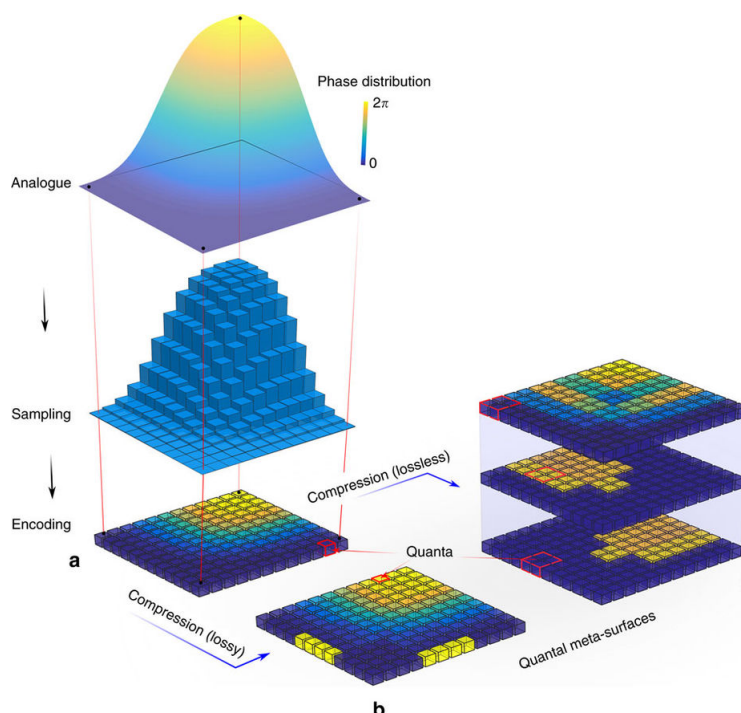


Рис.1.7 Поняття квантової мета-поверхні, заснованої на аналого-цифровому перетворенні і стисненні зображень

На рис.1.7: (а) квантування аналогового розподілу фаз з рівномірним  $2\pi$ -прольотом і фіксованим просторовим дозволом. (В) втрата і (с) стиснення без втрат на малюнку (а) з використанням вейвлет-перетворень з порогом і без них відповідно. У цьому прикладі альтернатива без втрат виводить (на першому рівні) в три дерева гілок для представлення структури розкладання; Зверніть увагу, що просторове дозвіл подвоюється. (В, с) містять менше інформації і меншу кількість квантів, які вже не рівномірно розподілені або просторово, або в фазовій області [15].

Мета-поверхове квантування, у ряді досліджень вивчено, як кодувати рівномірний розподіл фаз  $\phi(x, y)$  в мета-поверхні для отримання даних акустичних перетворень. Однак для реалізації квантової мета-поверхні потрібно перетворення AD з двома параметрами: один в просторовій області, який для фіксованого розміру мета-поверхні залежить від розміру його елементарних осередків і від того, як фаза  $\phi_{ij}$  присвоюється кожне місце розташування  $(x_i, y_j)$  і одне в фазовій області, яке визначає кількість різних фаз. Практично крок AD визначає список деталей і інструкції по збірці для

певної мета-поверхні. Ми вибрали просторову роздільну здатність  $\lambda_0 / 2$ , що є хорошим компромісом між легкістю виробництва і необхідністю реалізувати поля з обмеженням дифракції без просторового сглаживання<sup>4</sup>; тут  $\lambda_0$  позначає робочу довжину хвилі [15].

У минулому робилися спроби використовувати різні рівномірні відображення фазової області, при цьому акустичні приклади вирують між 2 і 3-бітними і електромагнітними дослідженнями до 1-біт. Однак жодна з цих робіт не обговорювала, як вибір рівня квантування впливає на точність, з якою відтворюється бажане поле. Тут ми розглядаємо фазовий розподіл фії як 2D-зображення, так що оптимізація етапу перетворення AD, тобто процес, який при заданій точності в акустичному полі мінімізує кількість різних фаз, які будуть використовуватися, і, можливо, кількість елементів для кожної фази (при збереженні заданої точності в відтворюваному полі) - тоді аналогічно векторному квантування при стисненні зображення. Можуть бути різні методи стиснення (всі знайомі з класичним протоколом JPEG), але вейвлет-методи 30 спеціально спрямовані на визначення найменшого числа коефіцієнтів, необхідних для певної якості відновлення локалізованих прізнаков, таких як різкі зміни фази в фокусуванні мета-поверхні. Дискретне вейвлет-перетворення (DWT) представляє зображення в різних масштабах, вибираючи на кожному кроці ключові функції (низькі просторові частоти) і залишкові (високочастотні частоти). Це генерує ієрархічне дерево матриць, де просторову роздільну здатність подвоюється на кожному кроці. Після отримання дерева процедура стиснення працює наступним чином: обчислюється до рівня K, а коефіцієнти нижче певного порогового значення  $\delta$  встановлюються рівними нулю. Нарешті, обчислюється зворотне перетворення, що містить в загальному менше інформації і меншу кількість необхідних фаз, які принципово не рівномірно розподілені ні просторово, ні в фазової області [15].

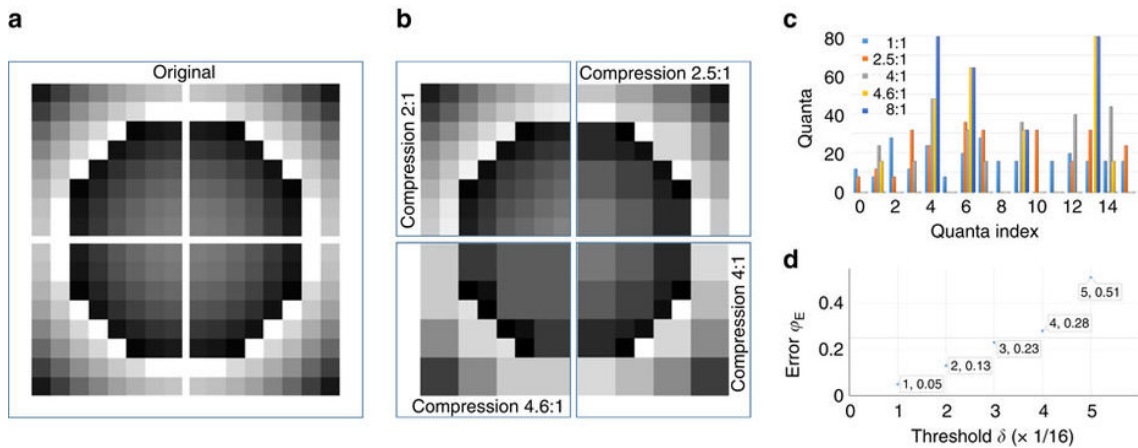


Рис.1.8: Приклад стиснення зображення з різними рівнями порогового значення

На рис.1.8, а, б показано розподіл фаз для формування фокуса на (0,0,100) мм на основі сітки  $16 \times 16$ , де ми розрахували DWT з використанням класичної функції Хаара в якості батьківського вейвлета. Зверніть увагу, що кожен піксель на рис.1.8, тобто вихідне незжаті зображення, має розмір  $\lambda_0 / 2$ . Як показано на малюнку 2 с, кількість унікальних фаз, т. Е Квант, необхідних для реалізації, зменшується зі збільшенням  $\delta$ : 8 квантів (3-біт), достатніх для швидкості стиснення 4: 1, 6 квантів при 4.6: 1 і 4 квантів (2-біт) при 8: 1. Як і очікувалося, для всіх випадків значення квантів нерівномірно розподілені в інтервалі  $[0, 2\pi)$ . Щоб вибрати рівні порогового значення для використання в наступних експериментах, ми обчислюємо помилку в наближенні неперервного розподілу фаз з сумою квадратів різниць [15]:

$$\phi_E(\delta) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{ij} [\phi_{ij} - \bar{\phi}_{ij}(\delta)]^2} \quad (1.8)$$

Оскільки ця величина прямо пов'язана з точністю, з якою може бути реалізовано бажане поле, ми спрямовуємо значення  $\phi_E = 0,25$  радіан, що відповідає помилку в розподілі фаз, отриманої з використанням рівномірного 4-бітного квантування, що призводить до помилки 0,1 дБ при розподілі тиску фокусує мета-поверхні. Як показано на малюнку 2d, обидва  $\delta = 1/8$  (11 квантів) і  $\delta = 3/16$  (8 квантів) виконують цю умову і будуть реалізовані

експериментально в наступних розділах. Очікуються помилки 1 дБ з 8 рівномірно розподіленими квантами (3 дБ з 4 рівномірно розподіленими квантами), і при використанні 1-бітних рішень вони можуть досягати 8 дБ [15].

Щоб правильно призначити потрібні квантовані значення фаз, отримані в результаті цього аналізу, ми ліпимо наступну геометрію наших квантів, яку ми називаємо метаматеріалами. Як ми покажемо в решті частини представленої роботи, ці цеглини метаматеріалів можуть використовуватися для створення різних різних конструкцій і акустичних пристроїв, підкреслюючи силу простоти цієї концепції [15].

Щоб сформувати необхідну акустичне поле з винятковою продуктивністю, цеглу метаматеріалів повинні мати здатність ефективно передавати звук, локально зрушувати фазу з діапазоном  $2\pi$  і утримувати просторово-тимчасовий дозвіл по довжині хвилі, щоб уникнути ефектів просторового згладжування. За допомогою просторової підгонки геометрії цегли в планарній мета-поверхні можна модулювати передані хвилі практично довільно в певному діапазоні частот. У той час як більшість інших досліджень досліджують чутний діапазон, наші цеглини метаматеріалів призначені для роботи в ультразвуковому діапазоні на частоті 40 кГц (довжина хвилі  $\lambda_0 \approx 8,66$  мм на повітрі при  $25^\circ\text{C}$ ). Як показано на рис.1.8 кожна цеглина геометрично виглядає як прямокутний кубоїд з квадратної базовою формою боку  $\lambda_0/2$  і висотою  $\lambda_0$  і складається з відкритого центрального каналу, який затримує падаючу хвилю і, отже, зміщує відносну фазу виведення. Топологія каналу призначена для мікрофібрації і була натхненна пулом альтернативних конструкцій де деякі з них засновані на новаторські роботи по Намотувальне простору Лян і Лі34. Повністю 3D-цеглини побудовані шляхом екструдкування поверхні чотирьох паралельних стрижнів (зі змінним відстанню і завдовжки), розташованих ортогонально до напрямку хвилі, тим самим створюючи лабіринтову меандр. Міжбарабанна

відстань  $b_s$  і довжина бруса  $b_l$  можуть бути ефективно налаштовані, що призводить до фазового зсуву, який охоплює  $2\pi$ -діапазон. Моделювання показало, що рівномірний 4-бітве квантування фазового простору може відтворювати будь-сфокусоване поле (з фокусною відстанню між  $3\lambda_0$  і  $47\lambda_0$ ) з похибкою  $<0,1$  дБ, тому було сконструйовано шістнадцять цегли, що відповідало затримки в фазі. На рис.1.9б показана повнохвильова симуляції розподілів полів тиску, коли плоска хвиля проходить через кожен з 16 обраних блоків. Хоча конструкція цегли не унікальна, важливою особливістю обраної геометрії є те, що ефективний акустичний імпеданс кожного цегли відповідає повітрю, підвищуючи ефективність передачі хвилі і пригнічуючи відображення. Фактично, середня величина передачі по всім одиницям, згідно з нашими повномасштабним симуляціям, становить  $> 98\%$ . Потім ми виготовили заздалегідь шляхом швидкого прототипування набір з 16 типів цегли, який можна було встановити в структуру рами сітки з лазерною різкою, де кожен квадрат сітки містить 4 цегли в збірці  $2 \times 2$  (фіг.8в). Вимірювання трансмісії для трьох обраних цегли підтвердили експериментальну середню передачу  $97 \pm 5\%$ , в межах 10% від прогнозованих значень. Зверніть увагу, що функціонально кожна цеглина представляє шаблон спрямованості, який залежить від його внутрішньої топології і від використовуваної частоти. Отже, щоб зменшити небажані ефекти управління, цегли були зібрані з випадковою орієнтацією [15].

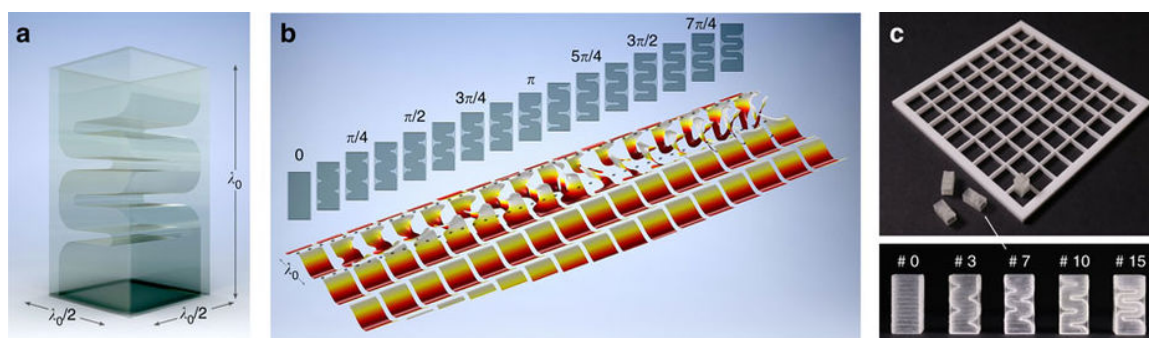


Рис.1.9 Метамагнітні цеглини

- (а) 3D-рендеринг цегли, (б) поперечний перетин з 16 обраних цеглин і відповідні фазові карти при нормальному падінні. Кожен випадок розраховується незалежно шляхом потрапляння плоскої хвилі з довжиною хвилі  $\lambda_0$  через цеглу (розташовані між двома пунктирними лініями), чітко відображаючи  $2\pi$ -діапазон переданої фази.
- (в) Фотографія сфабрикованої цегли і сітки, щоб їх утримувати. Цифри в верхній частині кожної цеглини позначають відповідний зрушення фаз (в одиницях  $\pi / 8$ ) [15].

Через серію чисельних симуляцій і супроводжуючих експериментів ми тепер продемонструємо корисність поняття квантових мета-поверхонь при проектуванні декількох структур зі спеціальними функціями. Зокрема, ми синтезуємо мета-поверхні, які окремо застосовують прості перетворення (наприклад, управління променями, фокусування) до плоского падаючому променю. Зниження низькою передачі означає, що квантові мета-поверхні також можуть бути покладені в шари для виконання адитивних перетворень; наприклад, фокусований шар може бути об'єднаний з рульовим шаром, щоб сформувати фокус поза осі або з обертовим кільцем, створюючи, таким чином, пляшкоподібне поле. Остання конфігурація використовується для успішного левітації невеликої кульки з полістиролу при різних швидкостях передачі (від 4-бітного до 3-бітного квантування). У той час як будь-яке дифракційно-обмежене поле може бути теоретично створено тільки з одним шаром, укладання створює додаткові зручності для концепції просторових звукових модуляторів. Через адитивності фазових затримок кожна мета-поверхню в стеці фактично може бути реалізована з меншою швидкістю передачі в біт, так що в кінцевому підсумку буде потрібно меншу кількість типів цегли. Ця перевага особливо помітно, коли фазовий квантування є неоднорідним [15].

Використовуючи цеглу метаматеріалів, показані на рис.1.10, ми тепер створюємо прозорі решітки передачі. Попередні дослідження по відображенню/заломленню/керуванню променем мета-поверхностями зазвичай виконувалися з використанням градієнта фази пилкового диска вздовж вихідного інтерфейсу. Спостережувані ефекти були пояснені в термінах узагальненого варіанту закону Снелліуса справедливого тільки для повільних варіацій фази  $\phi(x)$ . Однак просторова дискретизація мета-поверхні означає, що зміна фази є послідовність кроків, і тому поведінка більш повно пояснюється в термінах теорії дифракції [15].

Просторова дискретизована фазова рампа є акустичною дифракційною решіткою, яка здійснює управління променем під кутом, що залежить від довжини хвилі і просторового періоду  $d$ . У цій конфігурації енергія ділиться між бажаним порядком (зазвичай  $m = 1$ ) і іншими порядками дифракції (в основному  $m = 0$  і  $m = -1$ ), що відповідає небажаним напрямками поширення. Варто зазначити, що коли енергія в основному переходить в  $m = -1$ , виходить те, що називається негативною рефракцією; у багатьох дослідженнях це, безумовно, бажаний ефект. Налаштовуючи градієнт фази по ширині лінії  $d$ , при певних умовах (т. Е Палаючий) може бути досягнута дуже ефективна передача енергії в перший порядок, так що на практиці присутній тільки один пучок, як описано узагальненим законом Снелліуса. В оптиці жувальні решітки аналогічно реалізуються з нематического SLM: кут повороту визначається відстанню між лініями  $d$ , але градієнт фази в кожній лінії може бути оптимізований для максимізації енергії в одному вихідному пучку. Тут ми демонструємо силу дифракційного підходу, реалізуючи експеримент, який не може бути пояснений узагальненим законом Снелліуса. Кожен рядок містить лінійну фазову рампу і постійний фазовий розріз змінної довжини, що охоплює повний  $2\pi$ -діапазон. Ми використовуємо два  $\lambda_0 / 2$ -цегли (відповідно фаз  $\phi_1 = 5 / 8\pi$  і  $\phi_2 = 11 / 8\pi$ ) і канал змінної ширини ( $\phi_3 = 2\pi$ ). Таким чином, градієнт над першими двома цеглинами залишається



нерухомим, а ширина лінії  $d$  змінюється між  $\lambda_0$  і  $2\lambda_0$ . Результати на рисунку 10а-в підтверджують, що кут дифракції зменшується в міру збільшення міжрядкового інтервалу, але також показує, що енергія поступово переходить у вторинні частки, так як це відбувається. Дифракційна картина дифракції решітки для зміни  $d$  порівнюється на рис.1.10г з теоретичними переданими кутами  $\theta_t$ , обчисленими за допомогою рівняння решітки,  $m\lambda_0 = d \sin \theta_t$  і відмінним угодою. Це також підтверджується експериментальними результатами, представленими на рис. 10г, які ідеально узгоджуються як з чисельними, так і з теоретичними результатами [15].

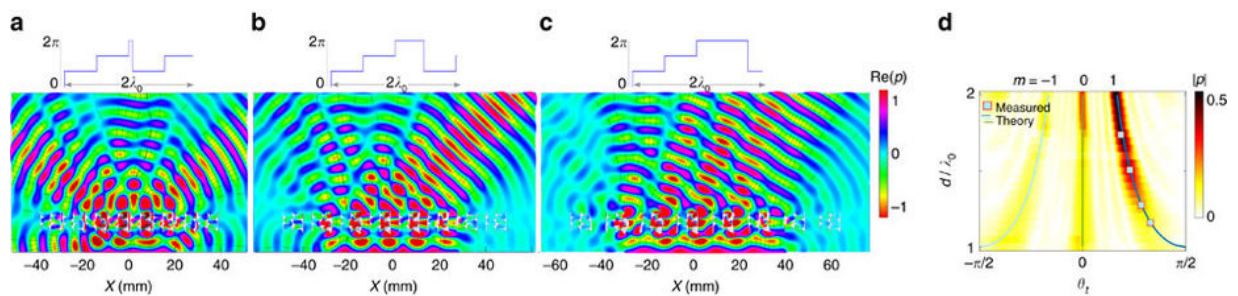


Рис.1.10 Прозорі трансмісійні решітки

На рис.1.10: (а-в) - карти переданих полів тиску (речові значення) над роздutoю ґратами зі змінною шириною ліній,  $d = 17\lambda_0 / 15$ ,  $22\lambda_0 / 15$  і  $27\lambda_0 / 15$ , відповідно. Ескіз над картами показує фазовий профіль над  $2\lambda_0$ . (D) Карта поля тиску далекого поля для ширини ліній  $d$ , що змінюється між  $\lambda_0$  і  $2\lambda_0$ . Теоретичні (суцільні лінії) і експериментальні (символи) кути  $\theta_t$  порівнюються з чисельним моделюванням. Кольорові смуги являють собою нормований тиск.

Зображення повного розміру є прикладом зі спеціальною функціональністю, до якої ми застосовуємо поняття квантової мета-поверхні, є управління сфокусованим променем. Для досягнення фокусування бокового променя треба комбінувати фокусуючу мета-поверхню із ґратками в багат шаровій структурі. Оптичні дослідження довели концепцію багат шарових метаматеріалів, вказуючи, як стеки мета-поверхонь можуть бути використані для створення довільної функції Гріна, щоб, або

перетворити відомий вхід в потрібне поле, або / або виконати математичні операції (тобто, диференціацію). Тут ми будуємо цю концепцію, надаючи експериментальну реалізацію (в акустиці) завдяки чудовим можливостям передачі цегли. Тут ми вперше синтезували мета-поверхню з рівномірним 4-бітовим фазовим квантуванням для фокусування уздовж осі при  $F0 = 100$  нм. Потім ми встановили пилоподібну ґратку поверх фокусуючої мета-поверхні; міжшаровий поділ довільно фіксувався на  $3\lambda_0 / 4$ . Мета-поверхня решітки є результатом попереднього аналізу і утворена трьома  $\lambda_0 / 2$ -цеглинами відповідно фаз  $\varphi_1 = 5 / 8\pi$ ,  $\varphi_2 = 11 / 8\pi$  і  $\varphi_3 = 2\pi$ , продуктивність яких моделюється на рис.1.11а.

Вимірювання на рис.1.10б показують, що 4-розрядна експериментальна реалізація виконується, як і прогнозувалося повнохвильовим моделюванням. Природно, ми могли б використовувати єдину мета-поверхню і 16 типів цеглин для виконання бажаної операції, але укладання дозволяє досягти того ж результату, використовуючи тільки 8 унікальних цеглин (ідентифікованих алгоритмом стиснення на основі сплесків).

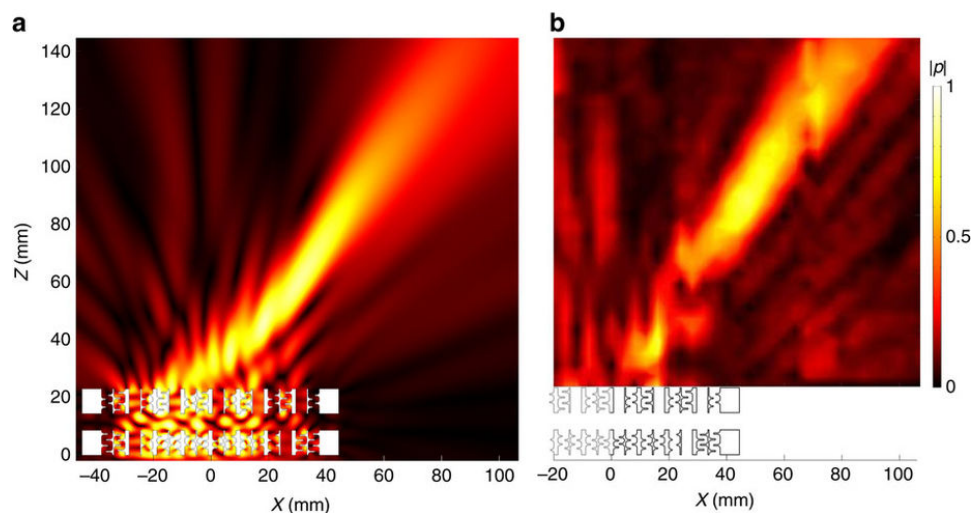


Рис.1.11 Управління фокусуванням променем з мета-поверхнями.

(а) Моделювання та (б) результати вимірювань, що показують карти полів тиску при  $Y = 0$ . Кольорові смуги являють собою нормовані тиску.

Цікаво також, що розмір фокальної області, яка перпендикулярна осі, залежить від бічних розмірів мета-поверхні ( $8\lambda_0$  в цьому дослідженні): чим більше останній, тим сильніший фокус. Згідно з критерієм Релея, наше джерело повинно мати роздільну здатність  $0,61\lambda_0$ , тоді як ширина  $\frac{1}{2}$ -ширини плями в експериментах виявилася рівною  $0,85\lambda_0$  (рис.1.10в). Варто також зазначити, що фокус знаходиться на відстані 50 мм від осі і, отже, поза межами мета-поверхні, переносячи сфокусовану енергію в ділянки, недоступні для інших методів дослідження [15].

## ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 1

1. Каневский И. Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн // М.: Наука, 1977. - С. 9-10.
2. Гаврилов Л.Г. Фокусированный ультразвук высокой интенсивностью в медицине // Известия Южного федерального университета. Технические науки. -2013. -№ 11 (148). -С. 208-209
3. Розенблум А.С. Новые методы диагностики нарушений слуха / А.С. Розенблум, Е.М. Цирульников. -СПб.б, 1993.- 53 с.
4. Yasutaka N. Ultrasonic transducer [Электронный ресурс] / N. Yasutaka, E. Susumu // United States Patent Application Publication. – 1987. – Режим доступа до ресурсу: <http://www.freepatentsonline.com/4676106.html>.
5. Nieters E. Ultrasonic transducer [Электронный ресурс] / E. Nieters, M. Francis Xavier Gigliotti, J. Norman Barshinger // United States Patent Application Publication.. – 2008. – Режим доступа до ресурсу: <http://www.freepatentsonline.com/20100147080.pdf>.
6. Каркищенко Н. Н. Об эффективности и безопасности ультразвуковой транскраниальной стимуляции головного мозга человека / Н. Н. Каркищенко, Д. Б. Чайванов, А. А. Вартанов. // Журнал Биомедицина. – 2011. – №2. – С. 4–17.
7. Проблемы исследования эффектов воздействия ультразвукового излучения на организм человека / [В. И. Короченцев, В. Т. Коваль, Г. А. Шабанов та ін.]. // Известия Южного федерального университета. Технические науки. – 2012. – №9. – С. 210–214.
8. Шатилов М.С. Клинико-физиологические аспекты использования фокусированного ультразвука в отологии.; Автореф. дис. . канд. мед наук. — СПб. -1992. -С. 1.

9. Розенблюм А. С. Сенсорное восприятие. Опыт исследования с помощью фокусированного ультразвука / Розенблюм А. С. –Л.: Наука, 1985. – 86 с.
10. Акустика речи. Медицинская и биологическая акустика. Архитектурная и строительная акустика. Шумы и вибрации. Сборник трудов Научной конференции "Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества". Т. III. - М.: ГЕОС, 2011. 81-87 с.
11. Medical Ultrasound Safety. Second Edition, 2009. – 64 с. – (American Institute of Ultrasound in Medicine).
12. Мрочек А. Г. Терапевтические эффекты ультразвука и их использование в практической кардиологии / А. Г. Мрочек, В. П. Сытый, Э. В. Руденко. // Журнал "Медицинские новости". – 1995. – №2. – С. 20–28.
13. Gavrilov L. R. Spiral arrangement of elements of two-dimensional ultrasonic therapeutic arrays as a way of increasing the intensity at the focus / L. R. Gavrilov, O. A. Sapozhnikov, V. A. Khokhlova // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2015. – Режим доступа до ресурсу: <https://link.springer.com/article/10.3103/S106287381510010X>
14. Росницкий П. Б., Гаврилов Л. Р., Юлдашев П. В., Сапожников О.А., Хохлова В. А. О возможности применения многоэлементных фазированных решёток для ударноволнового воздействия на глубокие структуры мозга // Акустический журнал. 2017. 63, 5, 489-500. DOI: 10.7868/S0320791917050100.
15. Memoli G., Caleap M., Asakawa M., Sahoo D. R., Drinkwater B. W., Subramanian S., Metamaterial bricks and quantization of meta-surfaces, Nature Communications, 2017, 8, 14608

16. Дідковський В.С., Найда С.А. П'єзоелектричні перетворювачі медичних ультразвукових сканерів.-К.: Видавничий центр «Просвіта», 1999. – 78с
17. Домаркас В.Й., Кажис Р.-И. Функции передачи пьезопреобразователей в виде пластинок с учетом механических и электрических нагрузок. — “Научн. труды вузов Лит. ССР, Ультразвук”, 1971
18. Русаков И. Г. Пьезоэлектрический преобразователь высокой частоты. //ЖТФ, 1943
19. Домаркас В. Й. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи / В. Й. Домаркас, Р. И. Кажис. -Вильнюс: Минтис, 1975.– 258с.
20. Касаткин Б.А., Павин Н.Я. Многопараметровая оптимизация и энергетические оценки широкополосных пьезопреобразователей. //Акуст.ж., 1980

## РОЗДІЛ 2

### ШИРОКОСМУГОВІ П'ЕЗОПЕРЕТВОРЮВАЧІ – НОВИЙ НАПРЯМОК У РОЗРОБЦІ МЕДИЧНИХ ЕХОСКОПІВ

#### 2.1. Розрахунок передатних функцій п'єзоперетворювача по методу хвильового рівняння

Передатна функція п'єзоперетворювача, що працює в режимі випромінювання ультразвукових хвиль (п'єзовипромінювача), визначається вираженням

$$K_u = \frac{P}{U_{вх}}, \quad (2.1)$$

де  $P$  – коливальний тиск на акустичному виході;

$U_{вх}$  – електрична напруга живлення.

Відповідно, передатня функція п'єзоперетворювача, що працює в режимі прийому УЗ хвиль (п'єзоприймача), виражається в такий спосіб:

$$K_p = \frac{U_{вих}}{P}, \quad (2.2)$$

де  $U_{вих}$  - електрична напруга на електродах перетворювача;

$P$  – коливальний тиск у робочому середовищі без п'єзоприймача.

Передатні функції є комплексними величинами, що виражаються амплітудно–частотною  $K(\omega)$  і фазо-частотною  $\varphi(\omega)$  характеристиками. Обидві характеристики особливо важливі при аналізі широкосмугових п'єзоперетворювачів, де для знаходження передатних функцій методу хвильового рівняння віддається перевага в порівнянні з методом еквівалентних схем. Характерним для даного методу є необхідність рішення системи, що складає з досить великого числа рівнянь навіть при невеликому числі перехідних шарів. Приведемо вираження перехідної характеристики для випадку без шарів з довідника [32], де без виводу приводяться і формули узагальнення для випадку шаруватих перетворювачів, вивід яких ми одержимо просто на основі співвідношень для довгих ліній.

Основна система рівнянь, що включає рівняння прямого і зворотного п'єзоефекту і рівняння електростатики, має вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial z} \\ \sigma = c_{33}^E \frac{\partial u}{\partial z} - e_{33} E \\ D = \varepsilon_{33}^S E + e_{33} \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial D}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (2.3)$$

$u$  – зсув, що описує поле пружних деформацій;

$\sigma$  – напруга, що описує поле пружних деформацій;

$\varepsilon^S$  – діелектрична проникність затиснутої пластинки;

$c^E$  – постійна пружності при постійній напруженості електричного поля;

$e_{33}$  – п'єзоелектрична постійна;

$D$  – індукція електричного поля;

$E$  – напруженість електричного поля.

Система (2.3) має розв'язок при граничних умовах імпедансного виду  $z=\pm l$  ;

$$\sigma \pm z_a^{\pm} \frac{\partial u}{\partial t} = 0; U_n Y_s + S \frac{\partial D}{\partial t} = 0, \quad (2.4)$$

де  $z_a^{\pm}$  - опір акустичних навантажень, прикладених до торців  $z=\pm l$  активного елемента;

$Y_s$  - провідність електричного навантаження на активний елемент;

$S$  - площа поверхні п'єзоелемента;

$U_n$  - напруга, прикладена до п'єзоелементу.

При гармонійній залежності шуканих величин від часу типу  $\exp(i\omega t)$  рішення граничної задачі (2.3), (2.4) має вигляд:

$$\frac{-\sigma(l)}{U_n} = \frac{e_{33}}{2l} \frac{\alpha_a^+}{1 + \alpha_a^+} \frac{(1-a)(1-aV^-)}{\Delta_0 - \Delta_1} = v_n e^{i\varphi_u}$$



$$\alpha_a^\pm = z_a^\pm / z_n; z_n = \sqrt{\rho c_{33}^D}; V^\pm = \frac{1 - \alpha_a^\pm}{1 + \alpha_a^\pm}; a = e^{-2ikl};$$

$$\Delta_0 = 1 - a^2 V^+ V^-; \Delta_1 = \frac{\beta}{4ikl} (1 - a) [2 + V^+ + V^- - a(V^+ + V^- + 2V^+ V^-)]; \quad (2.5)$$

$v_n = \left| \frac{\sigma(l)}{U_n} \right|$  - АЧХ чутливості перетворювача в режимі випромінювання;

$\varphi_u$  - ФЧХ чутливості перетворювача в режимі випромінювання;

$$Y_n = i\omega C_n \left[ \frac{\Delta_0}{(\Delta_0 - \Delta_1)} \right] - \text{повна провідність перетворювача};$$

$C_n$  - ємність загальмованого перетворювача площею  $S_n$ ;

$\beta$  - квадрат електромеханічного зв'язку п'єзокерамики.

При наявності двох шарів, товщиною  $d_1$  із хвильовим опором  $z_1$  і товщиною  $d_2$  із хвильовим опором  $z_2$ ,  $z_a^+$  замінюється на вхідний опір шарів з акустичним навантаженням  $z_m$  на торці другого шару.

За аналогією з довгою лінією, замінивши  $U$  на  $P$ ,  $I$  на  $V$  [5], розподіл тиску і швидкості в другому шарі по осі  $z$  запишемо у вигляді

$$P(z) = \frac{1}{2} (P_m + V_m z_2) e^{ik_2(d_2-z)} + \frac{1}{2} (P_m - V_m z_2) e^{-ik_2(d_2-z)};$$

$$V(z) = \frac{1}{2z_2} [(P_m - V_m z_2) e^{ik_2(d_2-z)} - (P_m + V_m z_2) e^{-ik_2(d_2-z)}]; \quad (2.6)$$

де  $P_m$  - комплексний акустичний тиск на торці;

$V_m$  - комплексна акустична швидкість на торці;

$z=0$  на границі шарів.

Вхідний опір другого шару

$$\tilde{Z}_2 = \frac{P(0)}{V(0)} = z_2 \frac{(P_m + V_m z_2) e^{ik_2 d_2} + (P_m - V_m z_2) e^{-ik_2 d_2}}{(P_m + V_m z_2) e^{ik_2 d_2} - (P_m - V_m z_2) e^{-ik_2 d_2}}. \quad (2.7)$$

Звідси, підставляючи  $V_m = P_m / z_m$ , виносячи із виразів чисельника і знаменника  $e^{ik_2 d_2}$ , позначивши  $a_2 = e^{-ik_2 d_2}$ , одержуємо

$$\tilde{z}_2 = z_2 \frac{z_m(1+a_2^2) + z_2(1-a_2^2)}{z_m(1-a_2^2) + z_2(1+a_2^2)} = z_2 \frac{z_m + z_2 + a_2^2(z_m - z_2)}{z_m + z_2 + a_2^2(z_2 - z_m)} = z_2 \frac{1 - a_2^2 V_{2m}}{1 + a_2^2 V_{2m}}; \quad (2.8)$$

де:

$$V_{2m} = \frac{z_2 - z_m}{z_2 + z_m} \quad (2.9)$$

де  $V_{2m}$  - коефіцієнт відбиття акустичної хвилі від навантаження  $z_m$ .

Аналогічним образом для першого шару, навантаженого на  $z_2$ ,

$$\tilde{z}_1 = z_1 \frac{1 - a_1^2 \tilde{V}_{12}}{1 + a_1^2 \tilde{V}_{12}}; \tilde{V}^+ = \frac{z_n - \tilde{z}_1}{z_n + \tilde{z}_1} = \frac{V_{n1} + a_1^2 V_{12}}{1 + a_1^2 V_{12} V_{n1}},$$

одержуємо:

де:

$$= \frac{(z_1 - z_2) + a_2^2 V_{2m}(z_1 + z_2)}{(z_1 + z_2) + a_2^2 V_{2m}(z_1 - z_2)} = \frac{V_{12} + a_2^2 V_{2m}}{1 + a_2^2 V_{2m} V_{12}}; \quad (2.10)$$

$$\tilde{V}_{12} = \frac{z_1 - \tilde{z}_2}{z_1 + \tilde{z}_2} = (z_1 - z_2 \frac{1 - a_2^2 V_{2m}}{1 + a_2^2 V_{2m}}) / (z_1 + z_2 \frac{1 - a_2^2 V_{2m}}{1 + a_2^2 V_{2m}}) = \frac{z_1 + z_1 a_2^2 V_{2m} - z_2 + z_2 a_2^2 V_{2m}}{z_1 + z_1 a_2^2 V_{2m} + z_2 - z_2 a_2^2 V_{2m}} =$$

$$V_{12} = \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}; V_{n1} = \frac{z_n - z_1}{z_n + z_1}. \quad (2.11)$$

Варто звернути увагу, що підставляючи замість  $z_a^+$  у (2.5)  $z_1$ , одержимо тиск на торці п'єзоперетворювача. Щоб одержати тиск, переданий на акустичне навантаження  $z_m$ , необхідно ще помножити на коефіцієнт передачі шарів, який дорівнює добутку коефіцієнтів передачі першого і другого шарів.

$$K_{p1} = \frac{P(d_1)}{P(0)} = a_1 \frac{1 - \tilde{V}_{12}}{1 - a_1^2 \tilde{V}_{12}}; \quad (2.12)$$

Вони виходять з (2.6), як

Практичне застосування цього методу знаходимо в роботі [11] при розрахунку АЧХ коефіцієнта передачі по потужності, у якому акустична

$$K_{p2} = \frac{P(d_2)}{P(0)} = a_2 \frac{1 - V_{2m}}{1 - a_2^2 V_{2m}}. \quad (2.13)$$

$$P_{ak} = \frac{1}{2} U_n^2 \operatorname{Re} Y_n. \quad (2.14)$$

потужність визначається на торці перетворювача і знання коефіцієнтів  $K_{p1}$ ,  $K_{p2}$  не потрібно:

$$K_{p2} = \frac{P(d_2)}{P(0)} = a_2 \frac{1 - V_{2m}}{1 - a_2^2 V_{2m}}. \quad (2.13)$$

Оскільки мається можливість порівняння результатів обчислення однієї і тієї ж величини в різних роботах, приведемо отримані розрахункові формули в позначеннях роботи [23]. У ній розглядалася для випадку двох шарів розрахункова схема, приведена на рис.2.1.

Позначення внизу осі  $z$  – використані вище.

Крім того, замінивши  $V \rightarrow V_{10}$ ;  $V_{12} \rightarrow V_{23}$ ;  $V_{2m} \rightarrow V_{3m}$ ;

$$\tilde{V}_{12} \rightarrow \bar{V}_{2m}; \tilde{V}^+ \rightarrow \bar{V}_{1m}; V_{n1} \rightarrow V_{12};$$

$$a \rightarrow a_1 = \exp(-ik_1 l_1), a_1 \rightarrow a_2 = \exp(-ik_2 l_2), a_2 \rightarrow a_3 = \exp(-ik_3 l_3),$$

одержимо:

$$Y_n = i\omega C_n \frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_1} = \omega_n C_n Y_n^1; Y_n^1 = ix \frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_1}; x = \frac{\omega}{\omega_n}; \quad (2.14)$$

$$\Delta_1 = \frac{\beta}{2ik_1 l_1} (1 - a_1) [2 + V_{10} + \bar{V}_{1m} - a_1 (V_{10} + \bar{V}_{1m} + 2V_{10} \bar{V}_{1m})]; \Delta_0 = 1 - V_{10} \bar{V}_{1m} a_1^2.$$

Для випадку  $z_0 = 0$ , що нас цікавить:

$$K_u = \frac{P_m}{U_2} = \frac{e_{33}}{l_0} \frac{1 - \bar{V}_{1m}}{2} \frac{(1 - a_1)^2}{\Delta_0 - \Delta_1} a_2 \frac{1 - \bar{V}_{2m}}{1 + a_2^2 \bar{V}_{2m}} a_3 \frac{1 - V_{3m}}{1 - a_3^2 V_{3m}}, \quad (2.15)$$

$$\bar{V}_{1m} = \frac{V_{12} + a_2^2 \bar{V}_{2m}}{1 + a_2^2 V_{12} \bar{V}_{2m}}; \bar{V}_{2m} = \frac{V_{23} + a_3^2 V_{3m}}{1 + a_3^2 V_{23} V_{3m}}; V_{3m} = \frac{\alpha_{31} - \alpha_{m1}}{\alpha_{31} + \alpha_{m1}}; \alpha_{31} = \frac{z_3}{z_1}; \alpha_{m1} = \frac{z_m}{z_1}; \quad (2.16)$$

$$V_{10} = \frac{1 - \alpha_{01}}{1 + \alpha_{01}} = \frac{1 - 0}{1 + 0} = 1; \Delta_1 = \frac{\beta}{ik_1 l_1} (1 - a_1) [3 + \bar{V}_{1m} - a_1 (1 + 3\bar{V}_{1m})]; \Delta_0 = 1 - \bar{V}_{1m} a_1^2;$$

чи

$$K_u = |K| e^{i\varphi_u}. \quad (2.17)$$

З аналізу виражень (2.12); (2.13) випливає, що вони не залежать від параметрів п'єзопластини.

Коефіцієнт передачі тиску в зворотному напрямку: від середовища до п'єзоперетворювача, таку залежність має. Тому для розрахунку передатної функції п'єзоприймача прибігають до методу чотирьох полюсів. Оскільки для сполученого перетворювача потрібні обидві функції, розглянемо цей метод для розрахунку обох функцій, як він описаний у [17] для механічно демпфованого п'єзовипромінювача з довільним числом шарів і з урахуванням електричного ланцюга включення генератора чи з'єднання з приймачем.

**П'єзоприймач із двома погоджувальними шарами, електрично навантажений індуктивністю.**

У [32] приводиться вираження для перемінної напруги на електродах п'єзоприймача без акустичних шарів, отримане в результаті рішення системи рівнянь, що включає рівняння руху, прямого і зворотного п'єзоефекту і електростатически з використанням граничних умов.

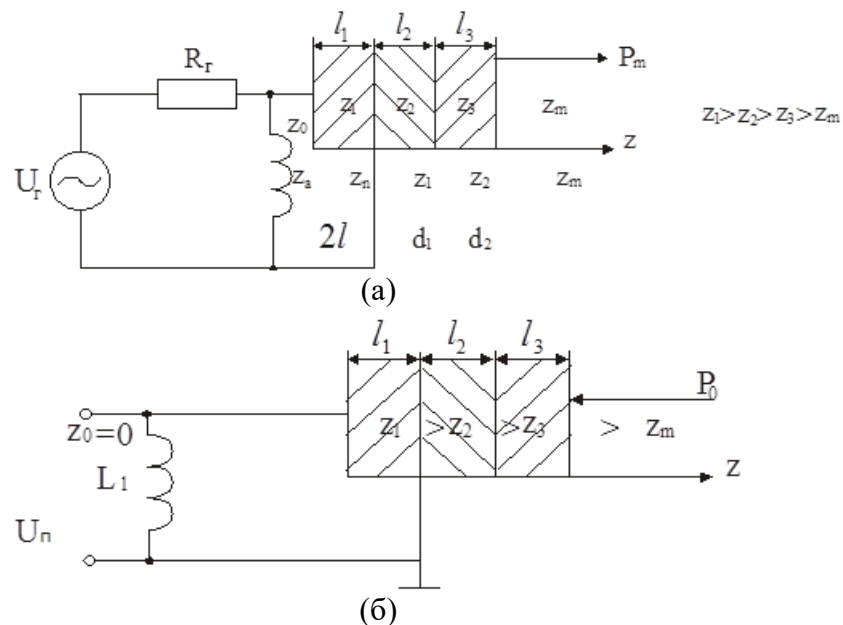


Рис. 2.1

(а)-п'єзоелемент із перехідними шарами й електричним коригувальним ланцюгом;  
(б)- електроакустична схема п'єзоприймача

$$U'_{\Pi} = -\sigma_0 \frac{e_{33} S_{\Pi} (1 + v^+) (1 - a) (1 - av^-)}{l_0 z_{\Pi} (\Delta_0 - \Delta_1) (Y_{\vartheta} + Y_{\Pi})},$$

де для випадку одностороннього прийому акустичний тиск  $\sigma_{\text{пад}}=0$ , а  $\sigma_{\text{над}}^+ = \sigma_0$  в хвилі, що падає на торець перетворювача в його відсутність.

Случай шаруватого п'єзоприймача довільної структури в [32] не розглядаються. Це мотивується тим, що “шари використовуються, як правило, найчастіше для розширення смуги пропускання. На відміну від випромінювача, п'єзоприймач є свідомо широкосмуговим у до резонансній області, тому застосування шаруватих п'єзоприймачів недоцільно”. Однак, для цікавлячого нас випадку сполученого перетворювача, приймач теж повинний бути шаруватим.

Підставляючи у вираження для  $U'_{\Pi}$  ті ж вираження, що і для п'єзовипромінювача і врахувавши те, що коефіцієнти трансформації тиску будуть рівні  $DO_{p2}^{-1}$ ,  $DO_{p1}^{-1}$  відповідно, одержимо

$$K_{\Pi}(x) \equiv \frac{U_{\Pi}}{\sigma_0} = - \frac{(1 - a_2^2 V_{2m})(1 - a_3^2 V_{3m})(1 + V_{1m})(1 - a_1)^2 Y'_{\Pi} e_{33} S_{\Pi}}{a_2 (1 - V_{2m}) a_3 (1 - V_{3m}) i x \Delta_0 (Y'_{\Pi} + Y'_{\vartheta}) l_0 z_{\Pi} \omega_0 C_0}.$$

$$\text{Використовуючи співвідношення } \omega_0 = \frac{\pi v^D}{l_0}, \quad C_0 = \frac{\varepsilon^S S_{\Pi}}{l_0}, \quad K_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \varepsilon^S},$$

помножив і розділивши праву частину на  $\frac{\pi}{K_t^2}$  перетворимо коефіцієнт:

$$\begin{aligned} \frac{\pi e_{33} S_{\Pi}}{K_t^2 l_0 z_{\Pi} \omega_0 C_0} &= \frac{\pi e_{33} C_{33}^D \varepsilon^S l_0 S_{\Pi} l_0}{e_{33}^2 l_0 z_{\Pi} 2\pi v^D \varepsilon^S S_{\Pi}} = \frac{l_0 C_{33}^D}{e_{33} C_{33}^D} = \frac{l_0}{e_{33}}, \\ K_{\Pi}(x) &= \frac{l_0 (1 - a_2^2 V_{2m})(1 - a_3^2 V_{3m}) K_t^2 (1 + V_{1m})(1 - a_1)^2}{e_{33} a_2 a_3 (1 - V_{2m})(1 - V_{3m}) \pi i x (\Delta_0 - \Delta_1) (Y'_{\Pi} + Y'_{\vartheta})} = \\ &= \frac{l_0 (1 - a_2^2 V_{2m})(1 - a_3^2 V_{3m})}{e_{33} a_2 a_3 (1 - V_{2m})(1 - V_{3m})} \Phi_{\Pi}(x). \end{aligned}$$

$$\text{На частоті механічного резонансу і при } L_1 = \frac{1}{m_1^2 \omega_0^2 C_0}, \quad m_1 = \frac{\omega_1}{\omega_0}:$$

$$\Phi_{\Pi}(x) = \frac{K_t^2(1+V_{lm})(1-a_1)^2}{\pi i x(\Delta_0 - \Delta_1)(Y'_{\Pi} + Y'_{\Theta})}, \text{ з обліком того, що при } x=1$$

$$a_1 = \exp(-i\pi x) = \exp(-i\pi) = \cos\pi - i \sin\pi = -1,$$

$$a_2 = \exp(-i\frac{\pi}{2}x) = \exp(-i\frac{\pi}{2}) = -i,$$

$$a_3 = \exp(-i\frac{\pi}{2}x) = -i, \quad a_2^2 = -1, \quad a_3^2 = -1, \quad \Delta_1 = \frac{K_t^2}{2i\pi} 8(1+V_{lm})$$

$$Y'_{\Pi} = i x \frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_1} = i \frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_1}, \quad Y'_{\Theta} = -i \frac{m_1^2}{x} = -i, \quad (m_1 = 1)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\Pi}(1) &= \frac{4K_t^2(1+V_{lm})}{\pi i(\Delta_0 - \Delta_1)(-i + i \frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_1})} = \frac{4K_t^2(1+V_{lm})}{\pi i(-\Delta_0 + \Delta_1 + \Delta_0)} = \\ &= -\frac{4\pi K_t^2(1+V_{lm})i}{4\pi K_t^2(1+V_{lm})} = -i, \end{aligned}$$

незалежно від  $V_{lm}$ .

$$\text{Коефіцієнт } (K_{p1} K_{p2})^{-1} = -\frac{z_2}{z_3}.$$

Т.ч.  $K_{\Pi}(1) = \frac{z_2}{z_3}(\frac{l_0}{e_{33}})$ , що збігається з вираженням, отриманим на цій

частоті по методу чотириполюсника і може використовуватися для перевірки правильності обчислень.

## 2.2. Розрахунок передатних функцій п'єзоперетворювача по методу електромеханічного чотириполюсника

### 2.2.1. П'єзоелектричний випромінювач

Позначення до рис.2.2:

$$k_1 = \frac{z_1}{z_0}; k_2 = \frac{z_2}{z_0}; k_3 = \frac{z_3}{z_0}; k_4 = \frac{z_4}{z_0}; n_3 = \frac{l_3}{\lambda_3}; n_4 = \frac{l_4}{\lambda_4}; \lambda_3 = \frac{c_3}{f_0}; \lambda_4 = \frac{c_4}{f_0};$$

де  $c_3, c_4$  – швидкості звуку в шарах;

$K_t$  – коефіцієнт електромеханічного зв'язку.

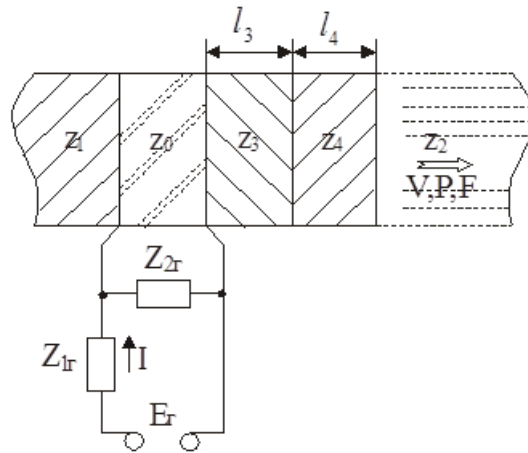


Рис.2.2 П'єзовипромінювач із двома перехідними шарами й електричними ланцюгами включення

Представляючи кожен елемент перетворювача чотирьохполюсником, матричне рівняння системи можна записати в такий спосіб [17]:

$$\begin{Bmatrix} E_r \\ I \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 & Z_{1r} \\ 0 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{Z_{2r}} & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S_{11}^{(4)} & S_{12}^{(4)} \\ S_{21}^{(4)} & S_{22}^{(4)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} F \\ V \end{Bmatrix} \quad (2.18)$$

Для одержання передатної функції п'єзовипромінювача обчислюється добуток матриць у рівнянні (2.18) після чого виходить наступний вираз:

$$\begin{Bmatrix} E_r \\ I \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_{11}^* & A_{12}^* \\ A_{21}^* & A_{22}^* \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} F \\ V \end{Bmatrix}. \quad (2.19)$$

З рівняння (2.19) з урахуванням рівності  $F=A_0$  визначається

$$K_u(x) = \frac{P}{E_r} = \frac{1}{A_0 A_{11}^* + \frac{A_{12}^*}{Z_2}}. \quad (2.20)$$

Після підстановки значень коефіцієнтів  $A_{11}^*$  і  $A_{12}^*$  у це рівняння одержуємо

$$K_u(x) = K_{u0} \cdot \Phi(x) e^{i\varphi_u(x)}, \quad (2.21)$$

де 
$$K_{u0} = \frac{2e_{33}}{l_0},$$

$$\Phi_u(x) = \left[ 2 \sqrt{\left( S_{11}^{(4)} \cdot X - \frac{Z_4}{Z_2} S_{12}^{*(4)} \cdot M - \frac{Z_0}{Z_4} S_{21}^{*(4)} \cdot Y + \frac{Z_0}{Z_2} S_{22}^{(4)} \cdot N \right)^2 + \left( S_{11}^{(4)} \cdot M + \frac{Z_4}{Z_2} S_{12}^{*(4)} \cdot X + \frac{Z_0}{Z_4} S_{21}^{*(4)} \cdot N + \frac{Z_0}{Z_2} S_{22}^{(4)} \cdot Y \right)^2} \right]^{-1};$$

$$\varphi_u(x) = -\arctg \frac{S_{11}^{(4)} \cdot M + \frac{Z_4}{Z_2} S_{12}^{*(4)} \cdot X + \frac{Z_0}{Z_4} S_{21}^{*(4)} \cdot N + \frac{Z_0}{Z_2} S_{22}^{(4)} \cdot Y}{S_{11}^{(4)} X - \frac{Z_4}{Z_2} S_{12}^{*(4)} \cdot M - \frac{Z_0}{Z_4} S_{21}^{*(4)} \cdot Y + \frac{Z_0}{Z_2} S_{22}^{(4)} \cdot N};$$

$$S_{12}^* = \frac{S_{12}^{(4)}}{iA_0 Z_4}; S_{21}^{*(4)} = -iS_{21}^{(4)} \cdot A_0 \cdot Z_4;$$

$$\begin{cases} X = (1 + \alpha) \left( \frac{K_t^2}{\pi X} a_{11} + b_{21} \right) - \beta \left( \frac{K_t^2}{\pi X} b_{11} - a_{21} \right) + x(\xi a_{21} - \Psi b_{21}); \\ Y = (1 + \alpha) \left( \frac{K_t^2}{\pi X} b_{12} - a_{22} \right) + \beta \left( \frac{K_t^2}{\pi X} a_{12} + b_{22} \right) + x(\xi b_{21} + \Psi a_{22}); \\ M = (1 + \alpha) \left( \frac{K_t^2}{\pi X} b_{11} - a_{21} \right) + \beta \left( \frac{K_t^2}{\pi X} a_{11} + b_{21} \right) + x(\xi b_{21} + \Psi a_{21}); \\ N = (1 + \alpha) \left( \frac{K_t^2}{\pi X} a_{12} + b_{22} \right) - \beta \left( \frac{K_t^2}{\pi X} b_{12} - a_{22} \right) + x(\xi a_{22} - \Psi b_{22}) \end{cases} \quad (2.22)$$

$$\frac{Z_{1r}}{Z_{2r}} = \alpha + i\beta; \frac{Z_{1r}}{X_{c0}} = \xi + i\Psi$$

$$\begin{cases} a_{11} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi X}{2}}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi X}{2}}; \\ a_{21} = \frac{k_1 \left( \operatorname{ctg} \pi t + \operatorname{tg} \frac{\pi X}{2} \right)}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi X}{2}}; \end{cases} \quad \begin{cases} a_{12} = \frac{k_1 \operatorname{tg} \frac{\pi X}{2}}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi X}{2}}; \\ a_{22} = \frac{k_1 \operatorname{ctg} \pi x + \operatorname{tg} \frac{\pi X}{2}}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi X}{2}}; \end{cases} \quad (2.23)$$



$$\begin{cases} b_{11} = \frac{k_1}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{2}}; & b_{12} = \frac{k_1^2 + 2\operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{2}}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{2}}; \\ b_{21} = \frac{k_1^2 - \operatorname{ctg} \pi x \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi x}{2}}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{2}}; & b_{22} = \frac{k_1 \left( 1 - \operatorname{ctg} \pi x \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi x}{2} \right)}{k_1^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{2}}; \end{cases}$$

$$\begin{cases} S_{11}^{(4)} = \cos 2\pi n_3 x \cdot \cos 2\pi n_4 x - \frac{Z_3}{Z_4} \sin 2\pi n_3 x \cdot \sin 2\pi n_4 x; \\ S_{12}^{*(4)} = \frac{S_{12}^{(4)}}{iA_0 Z_4} = \sin 2\pi n_4 x \cdot \cos 2\pi n_3 x + \frac{Z_3}{Z_4} \sin 2\pi n_3 x \cdot \cos 2\pi n_4 x; \\ S_{21}^{*(4)} = -iS_{21}^{(4)} \cdot A_0 Z_4 = \frac{Z_3}{Z_4} \sin 2\pi n_3 x \cdot \cos 2\pi n_4 x + \sin 2\pi n_4 x \cdot \cos 2\pi n_3 x; \\ S_{22}^{(4)} = \cos 2\pi n_3 x \cdot \cos 2\pi n_4 x - \frac{Z_4}{Z_3} \sin 2\pi n_4 x \cdot \sin 2\pi n_3 x. \end{cases} \quad (2.24)$$

Оскільки нас цікавить тільки випадок не демпфованого п'єзовипромінювача  $z_1 = 0 (k_1 = 0)$ , вираження для коефіцієнтів  $a_{ik}$  і  $b_{ik}$ , а разом з ними і для  $X, Y, M, N$ , спростяться:

$$\begin{cases} a_{11} = \operatorname{ctg} \frac{\pi x}{2}; & a_{12} = 0; \\ a_{21} = 0; & a_{22} = \operatorname{ctg} \frac{\pi x}{2}; \end{cases} \quad (2.23, a)$$

$$\begin{cases} b_{11} = 0; & b_{12} = 2; \\ b_{21} = \operatorname{ctg} \pi x \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi x}{2}; & b_{22} = 0. \end{cases}$$

Подальше спрощення виражень для  $X, Y, M, N$  одержимо, задавши відповідно до вимоги мінімуму елементів електричного корегуючого ланцюга

$$Z_{1\Gamma} = R; \quad Z_{2\Gamma} = i\omega L = iX\omega_0 L,$$

$$\text{т.ч. } \frac{Z_{1\Gamma}}{Z_{2\Gamma}} = \alpha + i\beta = -i \frac{R}{X \cdot \omega_0 L}; \quad \frac{Z_{1\Gamma}}{X_{c0}} = \xi + i\psi, \text{ звідки } \alpha = 0, \quad \beta = -\frac{X'^2}{Q_u X}, \text{ де}$$

$$Q_u = \frac{1}{\omega_0 C_0 R}, \quad x'' = \frac{\omega_0''}{\omega_0}, \quad \omega_0'' = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}, \quad \xi = \frac{1}{Q_u}, \quad \psi = 0. \quad (2.24,a)$$

У цьому випадку:

$$\begin{cases} X = \frac{K_t^2}{\pi X} a_{11} + b_{21} - x \cdot \psi \cdot b_{21}; \\ Y = \frac{K_t^2}{\pi X} b_{12} - a_{22} + x \cdot \psi \cdot a_{22}; \\ M = \beta \left( \frac{K_t^2}{\pi X} a_{11} + b_{21} \right) + x \cdot \xi b_{21}; \\ N = -\beta \left( \frac{K_t^2}{\pi X} a_{11} + b_{21} \right) + x \cdot \xi a_{22}. \end{cases} \quad (2.22,a)$$

### 2.2.2. П'єзоелектричний приймач

При розрахунку передатної функції п'єзоприймача враховується, що на поверхні перехідного шару, що контактує з робітничим середовищем, діють падаюча і відбиті хвилі тиску  $P$  і  $P_{отр}$ . Повний тиск  $P_{\Pi}$  на поверхні перехідного шару

$$P_{\Pi} = P + P_{отр}. \quad (2.25)$$

З іншого боку, коефіцієнти відбиття

$$\frac{P_{отр}}{P} = \frac{z_{вх} - z_2}{z_{вх} + z_2}, \quad (2.26)$$

де  $z_{вх}$  - питомий вхідний акустичний імпеданс п'єзоприймача.

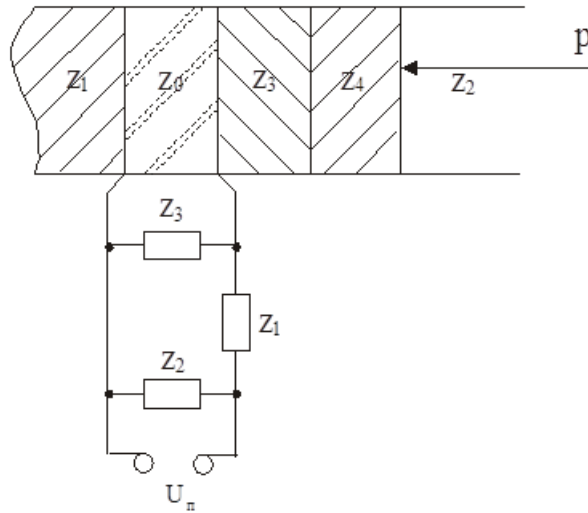


Рис.2.3 П'єзоприймач із двома перехідними шарами й електричними ланцюгами включення

З рівнянь (2.25) і (2.26) одержуємо

$$P_{\pi} = P \frac{2Z_{\text{BX}}}{Z_{\text{BX}} + Z_2}. \quad (2.27)$$

Оскільки сила, що діє на поверхню перехідного шару, визначається вираженням

$$F_{\pi} = A_0 P_{\pi} = A_0 P \frac{2Z_{\text{BX}}}{Z_{\text{BX}} + Z_2} = A_{22}^{**} \cdot U_{\pi}, \quad (2.28)$$

де  $A_{22}^{**}$  - коефіцієнт матриці системи п'єзоприймача – електричний ланцюг;

$U_{\pi}$  – напруга на виході електричного ланцюга, то

$$P = \frac{Z_{\text{BX}} + Z_2}{2Z_{\text{BX}} \cdot A_0} A_{22}^{**} \cdot U_{\pi}. \quad (2.29)$$

де  $P$  - тиск вільного поля, тобто у відсутності п'єзоперетворювача.

З рівнянь пасивного чотирьохполюсника

$$\begin{Bmatrix} F \\ V \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} B_{11}^{**} & B_{12}^{**} \\ B_{21}^{**} & B_{22}^{**} \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} U_{\pi} \\ I \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_{22}^{**} & A_{12}^{**} \\ A_{21}^{**} & A_{11}^{**} \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} U_{\pi} \\ I \end{Bmatrix}, \quad (2.30)$$

у режимі холостого ходу ( $I=0$ ) впливає

$$Z_{\text{вх}} = \frac{F}{A_0 V} = \frac{1}{A_0} \frac{A_{22}^{**}}{A_{21}^{**}}, \quad (2.31)$$

\*\* - біля коефіцієнтів матриць вказують на те, що електричні ланцюги в режимі прийому відрізняються від ланцюгів у режимі випромінювання.

Треба помітити, що тут режим холостого ходу означає, що власний опір приймача, що не враховується в ланцюгах, дорівнює нескінченності.

Підставляючи вираз (2.31) у (2.29), одержимо вираз для передатної функції п'єзоприймача

$$K_{\text{п}} = \frac{U_{\text{п}}}{P} = \frac{2}{\frac{A_{22}^{**}}{A_0} + Z_2 A_{21}^{**}}. \quad (2.32)$$

Для п'єзоприймача з електричним ланцюгом навантаження П-типу

$$K_{\text{п}}(x) = K_{\text{п0}} \cdot \Phi_{\text{п}}(xx)^{i\varphi_{\text{п}}(xx)}, \quad (2.33)$$

де

$$K_{\text{п0}} = \frac{4e}{\omega_0 \varepsilon Z_2} e^{-i\frac{\pi}{2}};$$

$$\Phi_{\text{п}}(x) = \frac{k_2}{2\sqrt{\left(S_{22}^{(4)} X_1 - S_{21}^{*(4)} \frac{Z_2}{Z_4} Y_1 - S_{12}^{*(4)} \frac{Z_4}{Z_0} N_1 + S_{11}^{(4)} \frac{Z_2}{Z_0} M_1\right)^2 + \left(S_{22}^{(4)} Y_1 + S_{21}^{*(4)} \frac{Z_2}{Z_4} X_1 + S_{12}^{*(4)} \frac{Z_4}{Z_0} M_1 + S_{11}^{(4)} \frac{Z_2}{Z_0} N_1\right)^2}};$$

$$\varphi_{\text{п}} = -\arctg \frac{S_{22}^{(4)} Y_1 + S_{21}^{*(4)} \frac{Z_2}{Z_4} X_1 + S_{12}^{*(4)} \frac{Z_4}{Z_0} M_1 + S_{11}^{(4)} \frac{Z_2}{Z_0} N_1}{S_{22}^{(4)} X_1 - S_{21}^{*(4)} \frac{Z_2}{Z_4} Y_1 - S_{12}^{*(4)} \frac{Z_4}{Z_0} N_1 + S_{11}^{(4)} \frac{Z_2}{Z_0} M_1} + \frac{\pi}{2}.$$

Тут:

$$\begin{cases} X_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} (uX_{co}a_{12} - vX_{co}b_{12}) + uX_{co}b_{22} + vX_{co}a_{22} + x(pa_{22} - qb_{22}); \\ Y_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} (uX_{co}b_{12} + vX_{co}a_{12}) - uX_{co}a_{22} + vX_{co}b_{22} + x(qa_{22} + pb_{22}); \\ M_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} (uX_{co}a_{11} - vX_{co}b_{11}) + uX_{co}b_{21} + vX_{co}a_{21} + x(pa_{21} - qb_{21}); \\ N_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} (uX_{co}b_{11} + vX_{co}a_{11}) - uX_{co}a_{21} + vX_{co}b_{21} + x(pb_{12} - qa_{21}). \end{cases}$$

$$1 + \frac{Z_1}{Z_2} = p + iq; \quad \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_2 \cdot Z_3} = u + iv. \quad (2.34)$$

Звернемо увагу, що вищенаведені формули, отримані при тій же нумерації шарів, що і для п'єзовипромінювача.

Обмежимося випадком одного елемента електричної корекції передатної функції

$$Z_3 = j\omega L = jX\omega_0 L, \quad Z_1 = 0, \quad Z_2 = \infty. \quad (2.35)$$

З (2.34) і (2.35) випливає

$$p = 1; \quad q = 0; \quad uX_{co} = 0; \quad vX_{co} = -\frac{x''^2}{x} \quad (2.36)$$

$$x'' = \frac{\omega_0''}{\omega_0}; \quad \omega_0'' = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}.$$

Для коефіцієнтів  $a_{ik}, b_{ik}$  у (2.23,а) отримаємо:

$$\begin{cases} X_1 = -\frac{K_t^2}{\pi X} vX_{co}b_{12} + vX_{co}a_{22} + x \cdot p \cdot a_{22}; \\ Y_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} uX_{co}b_{12} - uX_{co}b_{22} + x \cdot q \cdot a_{22}; \\ M_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} uX_{co}a_{11} + uX_{co}b_{21} - x \cdot q \cdot b_{21}; \\ N_1 = \frac{K_t^2}{\pi X} vX_{co}a_{11} + vX_{co}b_{21} + x \cdot p \cdot b_{21}. \end{cases} \quad (2.34,a)$$

## **2.3. Методи оптимізації пластинчастих широкосмугових п'єзовипромінювачів і розрахунків їх комплексних передатних функцій**

### **2.3.1. Чисельні методи оптимізації**

Задача аналізу режиму роботи перетворювача в широкій смузі, як правило, зводиться до пошуку деяких оптимальних співвідношень між параметрами погоджувальних елементів, що забезпечують граничні значення смуги пропускання. Подібного роду задачі відносяться до класу задач багатопараметрової оптимізації, якщо вважати функцією якості системи її смугу пропускання. Смуга пропускання, як функція параметрів согласуючих акустичних і електричних елементів, є многоекстремальною, тому сама задача аналізу широкосмугових систем зводиться до знаходження глобального максимуму функції якості.

Ця задача розглядалася в [23,24]. Для забезпечення розрахунків була розроблена бібліотека стандартних програм, що включає в себе:

- 1) підпрограму розрахунку коефіцієнта передачі по потужності;
- 2) підпрограму розрахунку смуги пропускання і програму, що реалізує алгоритм найшвидшого спуска, який звичайно називають методом Гауса (Гауса-Зейделя) [26] і статистичний метод моделювання параметрів по рівновірогідному закону.

Варто помітити, що АЧХ коефіцієнта передачі характеризується не тільки смугою пропускання, але і величиною пульсації його в цій смузі.

Це враховується в теорії звичайних фільтрів з частотно незалежними параметрами [40]. Як це враховано в розрахунку смуги в [23,24], не вказується. Ясно, що функція якості у випадку перетворювача із шарами, повинна виражатися складним образом. Крім того, перебування екстремуму в задачах оптимізації [26] зводиться до ітераційного процесу в системі рівнянь, що вимагає надзвичайно громіздких розрахунків.

### 2.3.2. Оптимізація на основі моделі зв'язаних коливальних контурів

Цей метод застосований у роботі [27]. У зв'язаних коливальних контурах здійснюється передача потужності з одного ланцюга в іншу. Кількісно система характеризується коефіцієнтом зв'язку  $k_{\text{св}} \leq 1$ , пропорційним частці переданої потужності

$$k_{\text{св}} = \frac{Z_{\text{св}}}{\sqrt{Z_1 \cdot Z_2}} \quad (2.37)$$

де  $Z_{\text{св}}$  – повний опір елемента зв'язку,

$Z_1$  і  $Z_2$  – повний опір ланцюгів, однойменних з елементом зв'язку, включаючи  $Z_{\text{св}}$ .

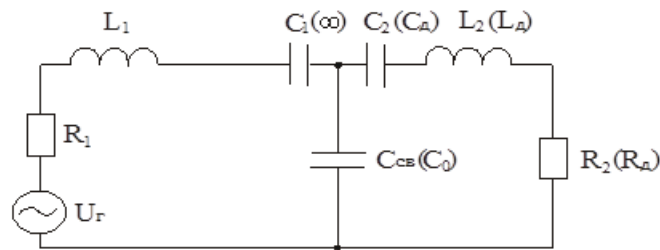


Рис.2.4 П'єзоперетворювач з послідовно підключеною індуктивністю

З теорії ланцюгів для ланцюга, зображеного на рис. 2.4, впливає

$$k_{\text{св}} = \sqrt{\frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_{\text{св}})(C_2 + C_{\text{св}})}}. \quad (2.38)$$

У випадку відсутності  $C_1$ :

$$k_{\text{св}} = \sqrt{\frac{C_2}{C_2 + C_{\text{св}}}}; (C_1 = \infty). \quad (2.39)$$

Для випадку, коли другий контур утворений п'єзоперетворювачем без шарів, навантаженим на нескінченне середовище з  $z_m$ , і маючи коефіцієнт електромеханічного зв'язку  $K_t$ , що задовольняє умові:

$$4K_t^2/\pi^2 \ll 1, \quad C_2 = C_d = 2C_{\text{св}} \frac{4K_t^2}{\pi^2} = \frac{8K_t^2}{\pi^2} C_0, \quad (2.40)$$

де  $C_0$  – статична ємність перетворювача;

$$k_{\text{св}} = \frac{1}{\sqrt{1 + C_0/C_d}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \pi^2/8K_t^2}} \cong \frac{2\sqrt{2}}{\pi} K_t = 0,9K_t.$$

Крім схеми на рис.2.4, використовується схема з рівнобіжним включенням індуктивності до перетворювача (рис.2.5).

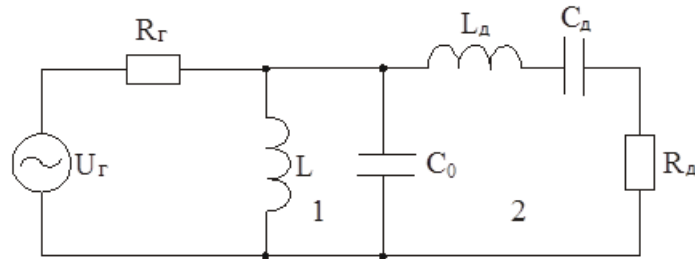


Рис.2.5 П'єзоперетворювач з паралельно підключеною індуктивністю

Тут  $L_d, C_d, R_d$  – еквівалентні динамічні індуктивність, ємність і опір навантаження контуру перетворювача. Парціальні частоти контурів (резонансні частоти без обліку впливу зв'язку) наступні:

$$f_1 = f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_0}}; \quad f_2 = f_0 \quad (2.41)$$

З теорії перетворювачів випливає, що частота послідовного резонансу  $L_d, C_d$  дорівнює

$$f_{\Pi} = f_0 \sqrt{1 - k_{CB}^2} \cong f_0 \sqrt{1 - 8K_t^2 / \pi^2}. \quad (2.42)$$

У теорії ланцюгів вводять важливий параметр зв'язаної коливальної системи – так називаний фактор зв'язку:

$$A = k_{CB} \cdot Q_{CB}, \quad (2.43)$$

де

$$Q_{CB} = Q_{\text{э}} / (1 + Q_{\text{э}} / Q_A), \quad (2.44)$$

$Q_{\text{э}}$  - електрична добротність;

$Q_A$  - акустична добротність,

для рис.2.4 і рис. 2.5;

і  $Q_{\text{э}} = \omega R_r C_0$  для рис.2.5.



Якщо  $A < 1$ , то система працює в режимі слабого зв'язку. Резонансні криві мають єдиний максимум при  $f_2 = f_0$  на частоті одиночного контуру. При  $A > 1$  реалізується режим сильного зв'язку. Резонансні криві стають двогорбими. З ростом фактора зв'язку  $A$  максимумами кривих все більше відходять від центральної частоти. З рішення рівнянь, що описують коливання у зв'язаних контурах, власні частоти системи без обліку втрат на опорах  $R_r$  і  $R_d$  знаходяться з виразу

$$f_{I,II}^2 = 0,5 \{ f_r^2 + f_0^2 \pm [(f_r^2 - f_0^2)^2 + 4k_{CB}^2 f_r^2 f_0^2]^{1/2} \}. \quad (2.45)$$

При рівності  $f = f_0$  це вираження спрощується:

$$f_{I,II} = f_0 \sqrt{1 \pm k_{CB}}, \quad (2.46)$$

а  $\Delta F = f_I - f_{II}$  виходить мінімальним.

У випадку  $f_r = f_{II} = f_0 (1 - k_{CB}^2)^{1/2}$  :

$$\begin{aligned} \frac{f_{I,II}}{f_0} &= [1 - 0,5k_{CB}^2 \pm 0,5\sqrt{4k_{CB}^2 - 3k_{CB}^4}]^{1/2} = \\ &= [1 - 0,5k_{CB}^2 \pm k_{CB}\sqrt{1 - 0,75k_{CB}^2}]^{1/2} = \\ &= [1 - 0,5k_{CB}^2 \pm k_{CB}]^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.47)$$

при  $0,75k_{CB}^2 \ll 1$ .

Передатні функції  $\varphi_u(x)$  для рис. 2.5 розраховувалися для  $\beta = K_t^2 = 0.1; 0.2; \dots; 0.5$ , при цьому:

$$f_I/f_0 = 0.95 \ (0.95); \ 0.90 \ (0.915); \ 0.84 \ (0.87); \ 0.78 \ (0.82); \ 0.72 \ (0.77)$$

де в дужках значення, полічені по формулі (2.42);

$$Q = \omega_0 C_0 R_\Gamma = 5.07; 3.42; 2.59; 2.14; 1.96; k_{CB} = 0.276 \text{ (0,286);}$$

$$0.376 \text{ (0.41); } 0.443 \text{ (0.495); } 0.495 \text{ (0.57); } 0.54 \text{ (0.64);}$$

$$A = Q_{CB} k_{CB} = 1.47; 1.13; 1.05; 0.99;$$

$$Q_A = \frac{\pi}{2} \frac{Z_0}{Z_m} = 26.2; Q_{CB} = 4.25; 3; 2.35; 2; 1.83.$$

З рис.2.6 видно, що:

1. Функції мають седлообразну форму, положення мінімуму якої збігаються з частотою  $f_1$  (2.42), а максимумів – з частотами  $f_{II}$  (2.47), так, що положення високочастотного максимуму залишається майже незмінним, а розширення відбувається в область низьких частот;

2. Зі збільшенням  $K_t$  від 0.317 до 0.708, смуга частот збільшується майже в 2 рази, а величина максимумів зменшується в 2 рази. Однак, з огляду на те, що  $K_u(x) = K_{u0} \varphi_u(x)$ , де  $K_{u0} = 2e_{33}/l_0$ , а  $K_t \sim e_{33}$ , абсолютне значення  $K_u(x)$  при цьому змінюється незначно.

Слід зазначити, що значення  $\varphi_u(x_1) = 0.09$  при  $\beta = 0.1$  і  $\varphi_u(x_1) = 0.045$  при  $\beta = 0.5$  значно менше максимального  $\varphi_u(x_1)_{\text{МАКС}} = 1$ , яке виходить при відсутності опору  $R_\Gamma$ , що забезпечує оптимальний фактор зв'язку  $A \cong 1$ . Це пояснюється тим, що в цьому випадку напруга генератора  $U_\Gamma$  через нульовий, на частоті  $f_1$ , опір ланцюжка  $L_d, C_d$  прикладається до еквівалентного опору  $R_d$ .

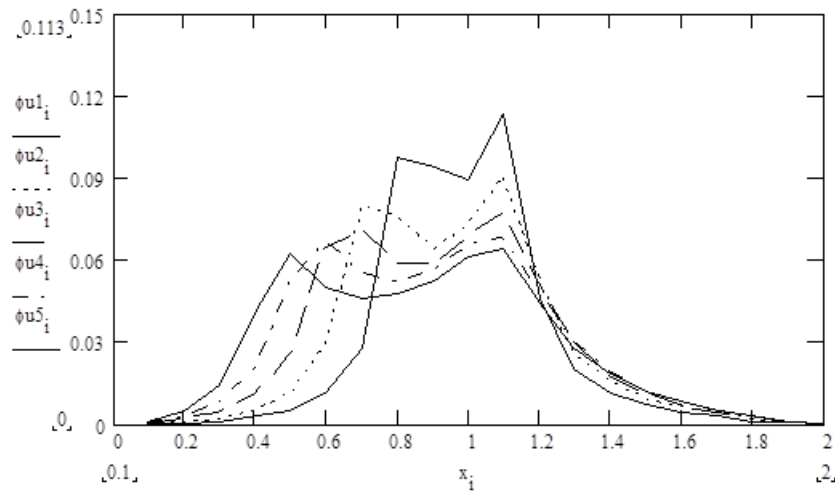


Рис.2.6 Передатні функції п'єзовипромінювача

Таким чином, неминуча плата за розширення смуги частот – зменшення коефіцієнта перетворення в смугі частот.

З порівняння моделі електричних зв'язаних контурів і розрахунку електромеханічної системи з розподіленими параметрами видно, що вона задовільно описує основні параметри останньої.

Оскільки максимальні значення коефіцієнта електромеханічного перетворення в промислових типах п'єзокераміки  $K_t = 0,51$  [47], становить інтерес розглянути можливість додаткового розширення смуги п'єзовипромінювача.

Вище уже відзначалося, що різниця  $\Delta F = f_I - f_{II}$  при  $f_R = f_0$  мінімальна. Розглянемо її зміни при зміні  $f_R$ . Для цього по формулі (2.45) розрахуємо залежність  $f_I/f_0$  і  $f_{II}/f_0$  від  $f_R/f_0$  для  $K_t^2 = 0,3$ . Результати розрахунку представлені в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

*Залежність власних частот і смуги від частоти першого контуру*

$f_r/f_0$	0.25	0.50	0.75	1.0	1.25	1.50	1.75	2.0
$f_I/f_0$	1.0	1.04	1.09	1.21	1.38	1.59	1.83	2.06
$f_{II}/f_0$	0.21	0.44	0.62	0.74	0.82	0.85	0.87	0.88
$\Delta f/f_0$	0.79	0.60	0.47	0.47	0.56	0.74	0.96	1.20

Аналіз вираження (2.45) показує, що парціальні частоти знаходяться між власними частотами системи. Це видно з табл. 2.1. при  $f_{II}/f_0 < f_r/f_0 < f_I/f_0$ .

#### **2.4. Оптимізація пластинчастих широкосмугових п'єзоперетворювачів для медичних ультразвукових ехоскопів**

Задача аналізу роботи перетворювача в широкій смузі частот зводиться до пошуку деяких оптимальних співвідношень між параметрами самого перетворювача, електричних і акустичних елементів що узгоджують, що забезпечують граничні значення смуги пропуску. У випадку перетворювача для медичного УЗ ехоскопа, особливістю якого є робота на середовище з малим хвильовим опором, з великим загасанням і в ехо-режимі, важливе значення має також його чутливість. Подібного роду задачі відносяться до роду задач багатопараметрової оптимізації, якщо вважати оптимізуючою функцією смугу пропуску перетворювача.

Задача відшукування глобального максимуму цієї функції розглядалася в [23,24]. Програма розрахунку містить в собі підпрограми: 1) розрахунку коефіцієнта передачі по потужності; 2) розрахунку смуги пропуску; 3) оптимізації, що реалізує алгоритм найшвидшого спуска, який називають методом Гауса (чи Гауса-Зейделя [26] ), і статистичний метод моделювання параметрів по рівноверогідному закону. При цьому чисельні розрахунки навіть простих систем виявилися дуже громіздкими. Були отримані оптимальні АЧХ коефіцієнта перетворення потужності для частного випадку перетворювача з хвильовим опором  $z_1 = 25 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot \text{с/м}$  і різними значеннями коефіцієнта електромеханічного зв'язку  $k_t$ , навантаженого на середовище  $c. z = 1.5 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot \text{с/м}$ . Скористатися цими результатами для реальних перетворювачів з другими  $z_1$  і  $K_t$  не можливо.

На відміну від задач лінійного програмування (планування), задача оптимізації перетворювача відноситься до системи, описуваної аналітичними вираженнями. Це дозволяє виділити область зміни поблизу тих оптимальних

параметрів, що роблять найбільш істотний вплив на ширину смуги, а остаточну оптимізацію здійснювати вже більш простим методом підбора одного з параметрів у зазначеній області. Перша задача розв'язується на основі моделі перетворювача у виді зв'язаних контурів (рис.2.7) у режимі випромінювання.

Тут електричний контур 1 і контур п'єзоперетворювача 2 зв'язані через ємність  $C_0$  загальмованого перетворювача. Парціальна частота резонансу контуру 1  $f_r = 1/2\pi\sqrt{LC_0}$ , а контуру 2 дорівнює частоті  $f_0$  механічних коливань без обліку загасання на  $R_r$ . Поблизу частоти  $f_{cl} = 1/2\pi\sqrt{L_{cl}C_{cl}} = f_0$  контур  $L_{cl}, C_{cl}$  із контуром перетворювача не зв'язаний. Тому в першому наближенні їм можна зневажити.

З теорії ланцюгів випливає, що власні частоти зв'язаних контурів під час відсутності згасання визначаються по формулі (2.45), де для п'єзоперетворювача:

$$k_{св} = 1/\sqrt{1 + \pi^2/8K_t^2} \approx \sqrt{8/\pi^2} \cdot K_t = 0.9K_t. \quad (2.48)$$

Для випадку  $K_t=0,55$  залежність (2.45) представлена на рис.2.8. Пунктирними лініями позначені її асимптоти:  $f/f_0 = 1$  і

$$f/f_0 = f_r/f_0.$$

З рис.2.8 видно що:

Власні і парціальні частоти зв'язаних контурів підкоряються нерівностям:

$$f_{II} < f_r < f_0 < f \text{ при } f_r/f_0 < 1 \text{ і } f_{II} < f_0 < f_r < f \text{ при } f_r/f_0 > 1;$$

Мінімальна різниця між власними частотами спостерігається при  $f_r/f_0=1$ , а збільшується в міру того, як власні частоти наближаються до асимптот.

По цій різниці можна оцінювати і смугу пропуску п'єзовипромінювача, якщо не враховувати нерівномірність передатної функції, що під час відсутності згасання має на власних частотах гострі максимуми.

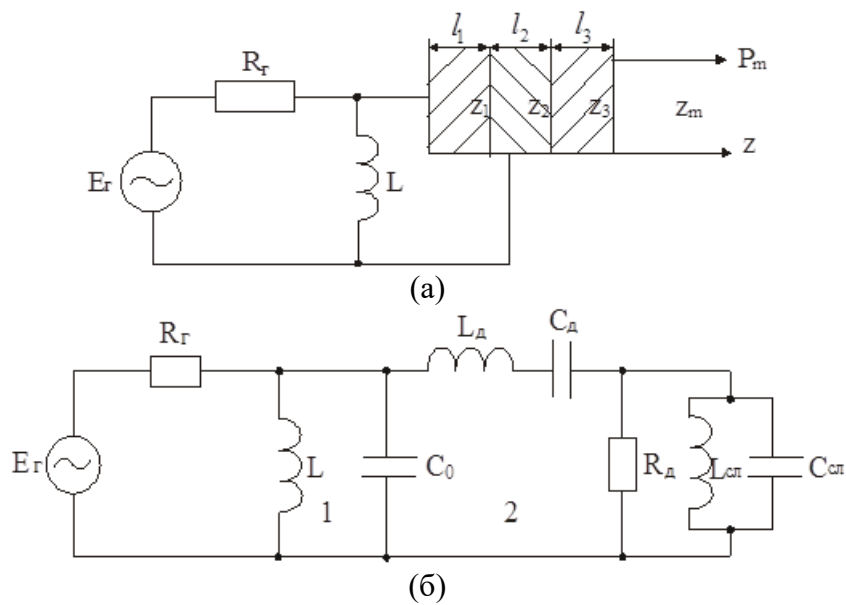
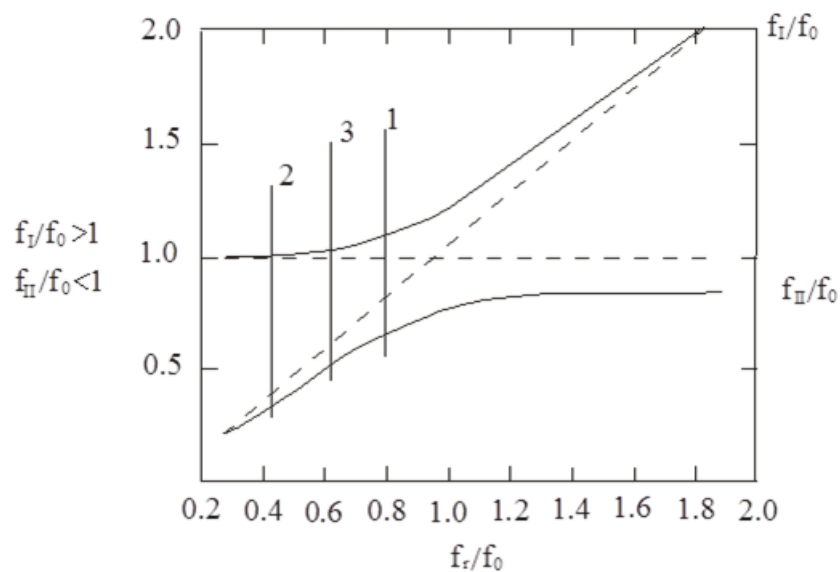


Рис.2.7 Розрахункова (а) і еквівалентна (б) схеми перетворювача

Рис.2.8 Залежність власних частот системи від  $f_r$ 

Для характеристики зв'язаної коливальної системи при наявності загасання вводять важливий параметр – фактор зв'язку  $A$  (2.43), де в розглянутому випадку:

$$Q_{св} = Q_3 / (1 + Q_3 / Q_a), Q_3 = \omega_0 C_0 R_r, Q_a = (\pi^2)(z_3/z_2)^2 (z_1/z_m). \quad (2.49)$$

При  $f_r = f_0$  і слабкому зв'язку ( $A < 1$ ) АЧХ одnogорба, а при сильному зв'язку стає двогорбою. Случай  $A=1$  називається режимом критичного

зв'язку. При заданому  $k_{\text{св}}$  значення  $Q_{\text{св опт}} = 1/k_{\text{св}}$  визначає оптимальне значення згасання. Відповідна йому смуга пропущення для контурів з частотно незалежними елементами:

$$\Delta f/f_0 \approx 1.3/Q_{\text{св опт}} = 1.3 \cdot k_{\text{св}}. \quad (2.50)$$

Для  $K_t=0.55$ , відповідно до (2.48) і (2.50),  $\Delta f/f_0 \approx 65\%$ . Розглянемо деякі випадки розширення смуги стосовно зазначеної (2.50).

#### **2.4.1. Одношарова акустична система, електрично навантажена рівнобіжною індуктивністю**

Ідея методу розширення смуги частот полягає в тому, щоб частоту чвертьхвильового резонансу шару вибрати вище границі зазначеної смуги. Виберемо її симетричної з  $f_{\text{II}}$  стосовно  $f_0$  і рівного

$$f_{\text{сл}}/f_0 = 2 - f_{\text{II}}/f_0 = 2 - (1 - 0.5k_{\text{св}} - k_{\text{св}})^{1.2}. \quad (2.51)$$

Для  $K_t=0.55$   $f_{\text{сл}}/f_0 = 1.39$ , так що хвильова товщина шару на частоті  $f_0$  дорівнює  $n_2 = 0.25/(f_{\text{сл}}/f_0) = 0.18$ . При такій товщині шару його впливом на акустичну добротність можна зневажити, так що вона дорівнює  $Q_a = (\pi/2)(z_1/z_2) = 26 \gg Q_{\text{св опт}} = 1.1/K_t \approx 2$ , і, отже,  $Q_s = \omega_0 C_0 R_r$ . Дорівнявши значення коефіцієнта передачі потужності на частотах  $f_{\text{сл}}$  і  $f_0$ , одержимо  $z_2/z_1=0.35$ .

Парціальну частоту контуру 1 виберемо рівній частоті електричного резонансу перетворювача  $f_1$ , тобто:

$$f_r/f_0 = \sqrt{1 - k_{\text{св}}^2} \approx \sqrt{1 - 8K_t^2/\pi^2} = 0.87. \quad (2.52)$$

Розраховані для значень параметрів перетворювача  $K_t = 0.55$ ;  $n_2 = 0.18$  (0.16; 0.20);  $z_2/z_1 = 0.35$ ;  $f_r/f_0 = 0.87$ ;  $z_m/z_1 = 0.06$  нормовані передатні функції  $\Phi_u(x), \Phi_n(x)$  при випромінюванні і прийомі представлені на рис.2.9, де  $x=f/f_0$ . Їхні абсолютні значення

$$K_u(x) = (2e_{33}/l_0)\Phi_u(x), K_n(x) = (4e_{33}/\omega_0 \varepsilon^s z_2)\Phi_n(x),$$

де  $e_{33}$  - п'єзоелектрична постійна;

$\epsilon^S$  - діелектрична проникність;

$l_0$  - товщина п'єзоелемента.

Криві для хвильової товщини шару на 10% меншої ( $n_2 = 0,16$ ) (крива 2) і більшої ( $n_2 = 0,20$ ) (крива 3) від обраної  $n_2 = 0,18$  (крива 1) підтверджують, що остання дійсно є оптимальною. При цьому ширина смуги збільшується майже до 100%. На рис.2.8 смуга показана вертикальним відрізком при  $f_r/f_0 = 0,87$ , на який крапкою з ординатою 1,39 відзначена частота  $f_{cl}/f_0$ .

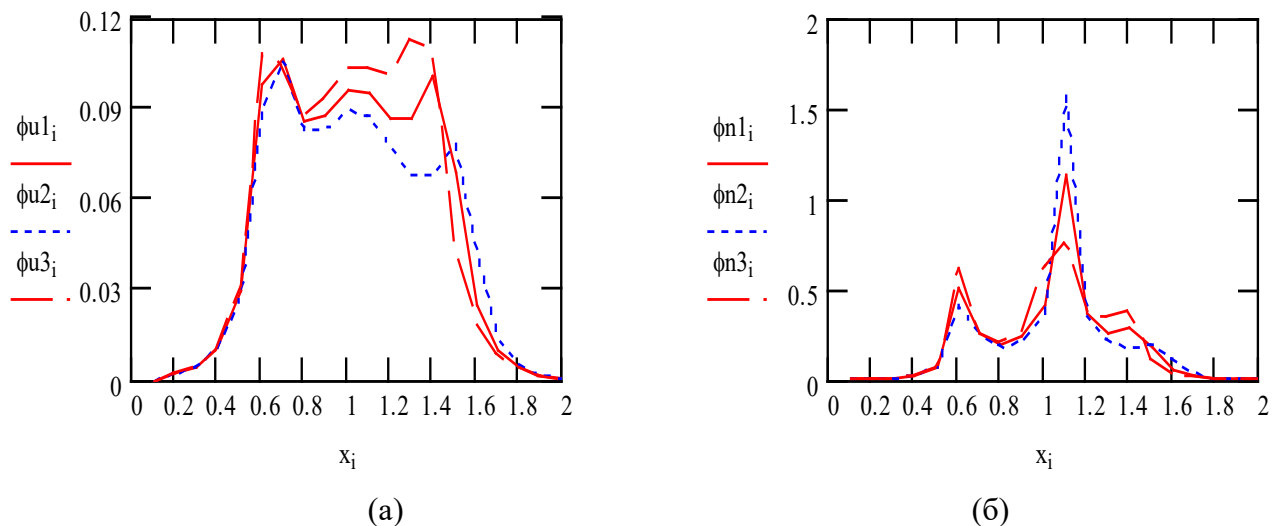


Рис.2.9 Нормовані передатні функції при випромінюванні  $\Phi_u(x)$ , (а) і прийомі  $\Phi_n(x)$  (б)

#### 2.4.2. Двошарова акустична система, електрично навантажена індуктивністю

У [21] в якості узгоджуючої системи, що забезпечує максимально широку смугу, розглядався біномінальний трансформатор. У ньому імпеданси  $n$ -го і  $(n+1)$ -го шарів зв'язані з імпедансами узгоджуючих середовищ співвідношенням

$$\ln(z_{n+1}/z_n) = 2^{-N} C_n^N \ln(z_{cp2}/z_{cp1}), \quad (2.53)$$

де  $N$  - число шарів ;



$C_n = N!/[n!(N-n)!]$  - біноміальний коефіцієнт.

При цьому автори використовували еквівалентну схему у виді шестиполіусника, у якій електричне джерело розташоване в центрі п'єзoeлементу, так що передня його частина є додатковим чвертьхвильовим (на частоті  $f_0$ ) узгоджувачем шаром, завдяки чому, на думку авторів, забезпечується більш широкосмугове узгодження внаслідок більшого числа шарів. У такому випадку  $z_{cp1} = z_1$ , а  $z_{cp2} = z_m$  (тут  $z_m = z_4$ ), а відносний імпеданс навантаження на поверхні перетворювача  $z_{пов}/z_1 < 1$ .

Розраховані по формулі (2.53) абсолютні і відносні значення імпедансів для цього випадку рівні:

$$\left. \begin{aligned} z_2 &= z_1^{4/7} z_4^{3/7}, & \alpha_{21} &= z_2/z_1 = (z_4/z_1)^{3/7}, \\ z_3 &= z_1^{1/7} z_4^{6/7}, & \alpha_{31} &= z_3/z_1 = (z_4/z_1)^{6/7} = \alpha_{21}^2, \\ z_2/z_3 &= 1/\alpha_{21}. \end{aligned} \right\} \quad (2.54)$$

Величина індуктивності вибирається таким чином, щоб  $f_r = f_{1/2}$ ; при цьому  $f_r/f_0 = 0.5f_1/f_0 \approx 0.45$ . Резонансні частоти шарів виберемо близькими до частоти  $f_1$ , акустичні імпеданси - до визначених по формулі (2.54) для акустичного біноміального трансформатора для  $z_m/z_1 = 0.06$ , а саме  $z_2/z_1 = 0.3$ ;  $z_3/z_1 = 0.09$ . При цьому на частоті  $f_{1/2}$  шари виявляються напівхвильовими і не змінюють активної складової акустичного імпедансу навантаження а, отже, і  $Q_a = 0.5\pi z_1/z_m = 26.2$ . Значення  $Q_s = 8.7$  вибиралося поблизу  $\sqrt{Q_{св\text{ опт}} Q_a}$ .

На рис.2.10 приведені передатні функції, розраховані для цих параметрів. Відхилення частоти  $f_r/f_0$  від 0.45 на 10% у меншу ( $f_r/f_0 = 0.4$ ) (крива 2) і у більшу ( $f_r/f_0 = 0.5$ ) (крива 3) сторони показує, що значення 0.45 є оптимальним (крива 1). На рис.2.8 смуга частот показана вертикальним відрізком при  $f_r/f_0 = 0.45$ , на якому крапкою з ординатою 0,9 показана частота ,

близька до  $f_1$ . Ширина смуги й у цьому випадку  $\approx 100\%$ . Видно, що велика частина смуги розташована нижче частоти  $f_0$ .

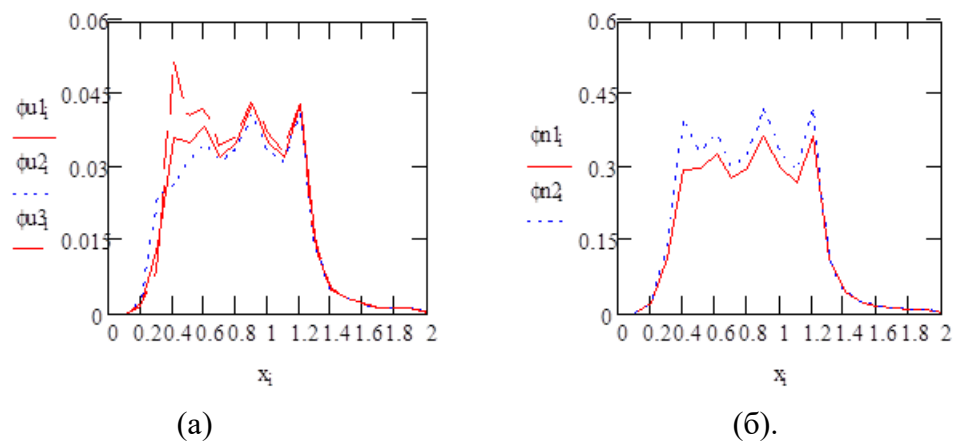


Рис.2.10 Нормовані передатні функції при випромінюванні  $\phi u(x)$  (а) і прийомі  $\phi n(x)$  (б)

### 2.4.3 Двошарова акустична система з більшою чутливістю

Парціальна частота контуру 1 обрана рівної  $f_r/f_0=0,68$ , при цьому, як видно з рис.2.8,  $f_1 - f_0 = f_R - f_{II}$ . Резонансні частоти шарів задовольняють нерівностям  $f_{2cr}/f_0 < f_1/f_0 < f_{3cr}/f_0$ , а саме  $1.04 < 1.09 < 1.16$ . Відносні хвильові товщини рівні:  $n_2=0.24$ ;  $n_3=0.215$ . Оскільки умова  $Q_a=Q_3$  є умовою максимальної чутливості, візьмемо  $Q_a=Q_3 \approx 2$ . Тоді з виразу (2.49) одержуємо  $z_2/z_3=3.7$ , що збігається зі значенням 3,6, отриманим для біномінального акустичного трансформатора. Самі ж значення  $z_2/z_1=0.67$ ;  $z_3/z_1=0.18$  з умови компенсації реактивного компонента п'єзоперетворювача реактивним компонентом навантаження виявляються в 2.5 рази більше, ніж у акустичного трансформатора, що погоджує два п'єзоелектрично пасивні середовища.

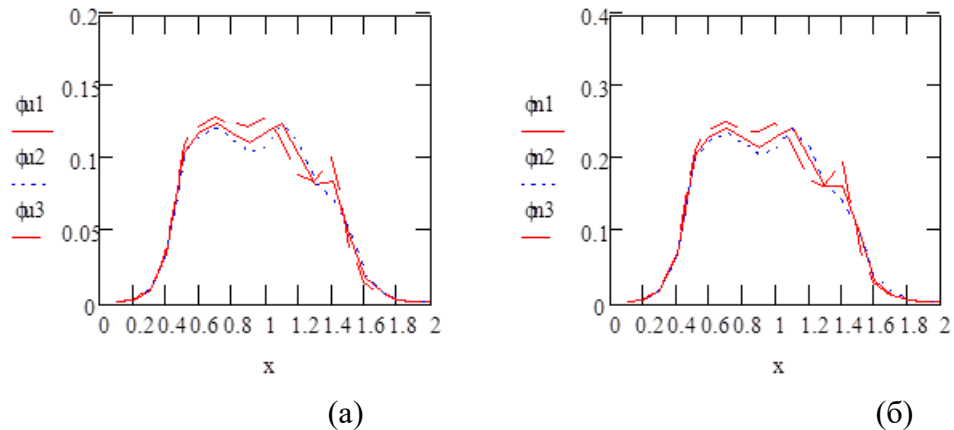


Рис.2.11 Нормовані передатні функції при випромінюванні  $\Phi_u(x)$  (а) і прийомі  $\phi_p(x)$  (б)

Передатні функції для цього випадку представлені на рис.2.11. Відхилення хвильової товщини другого шару від  $n_3=0.215$  (крива 1) у меншу сторону ( $n_3=0.2$ ) (крива 2) чи у велику ( $n_3=0.24$ ) (крива 3) приводить відповідно до згладжування чи збільшення максимуму на частоті  $x=1.4$ . Ширина смуги, оптимальна в цьому випадку,  $\Delta f/f_0 = 105\%$ .

Видно, що вона розташована майже симетрично щодо частоти  $f_0$ .

Нормована чутливість розрахованих перетворювачів у луні-режимі, дорівнює добутку чутливостей у режимі випромінювання і прийому, у порядку нумерації їх дорівнює: 0.023; 0.016; 0.029. Абсолютна чутливість знаходиться множенням цих значень на коефіцієнт  $8K_t^2 z_1/z_2 \pi$ , який для  $K_t=0.55$  дорівнює 11.5, так що для перетворювача 3 вона дорівнює 0.34У/В. Цікаво відзначити, що максимальні чутливості в режимі випромінювання в тому ж порядку рівні 0.11, 0.044, 0.12, а в режимі прийому – 0.21; 0.364; 0.24 мають іншу ієрархію.

Границі смуги пропуску, відзначені вертикальними відрізками на рис.2.8, дозволяють визначити частоту  $f_0$  п'єзoeлементу, необхідну для перекриття всього чи більшої частини робочого діапазону частот. Маючи на увазі тенденцію його розширення у бік більш високих частот, приймемо в перетворювачах 1, 2, 3 верхню частоту  $f_v=(1.55; 1.29; 1.5)f_0=10.5\text{МГц}$ . Тоді нижня частота  $f_n=(0.55;0.29;0.45)f_0= 3.7; 2.4; 3.2\text{МГц}$ .

Якщо ж вибрати  $f_0=10.5\text{МГц}$ , то одержимо наступні смуги частот: 5.76-16.3МГц; 2.94-13.5МГц; 4.72-15.7МГц. Друга смуга містить у собі смугу широкосмугового ехоскопа [52], призначеного для дослідження поверхневих структур.

У режимі прийому напруга сигналу з перетворювача подавалося на приймач з великим внутрішнім опором, а опір генератора або підключався до перетворювача ( $Q_s$  не змінювалося), або відключався ( $Q_s = \infty$ ).

Як видно з рис.2.9 функція  $\varphi_{\Pi}(x)$  у випадку одношарової системи при  $Q_s = \infty$  сильно нерівномірна з  $\varphi_{\Pi\text{макс}} = 1.13 \gg 0.21$ -максимуму при  $Q_{\text{опт}}$ , коли вона при  $n_{\text{опт}}$  має такий же, як і  $\varphi_{\Pi}(x)$ , вид.

У випадку двошарової системи, коли  $Q_s=8.7$  велике,  $\varphi_{\Pi}(x)$  майже не змінюється при відключенні опору  $R_r$  і рівномірна у всій смузі пропуску.

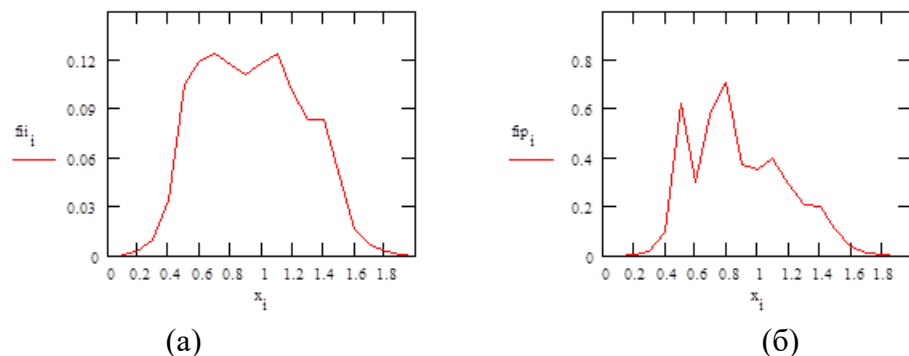


Рис.2.12 Нормовані передатні функції  $\Phi_{\Pi}(x), \Phi_{\Pi}(x)$  при випромінюванні і прийомі:  
(а) -  $uX_{co} = 0,515$ ; (б) -  $uX_{co} = 0$

У випадку ж подвійного шару з більшою чутливістю, коли в режимі випромінювання  $Q_s=2$ , від'єднання  $R$  приводить до появи піків на залежності  $\varphi_{\Pi}(x)$ , максимум яких у 3 рази перевищує максимум для  $Q_s = \infty$  (рис. 2.12).

До перетворювачів, що працюють у режимі випромінювання коротких УЗ імпульсів, крім широкосмуговості, пред'являється вимога лінійності фазово-частотних характеристик. Тому у всіх розглянутих випадках розраховувалася і ця характеристика. Результати розрахунку з відповідною

нумерацією приведені на рис.2.13. З нього видно, що діапазон зміни фази у всіх випадках однаковий: від 0 до  $4\pi$  ; найменше відхилення від лінійності виходить у випадку 3.

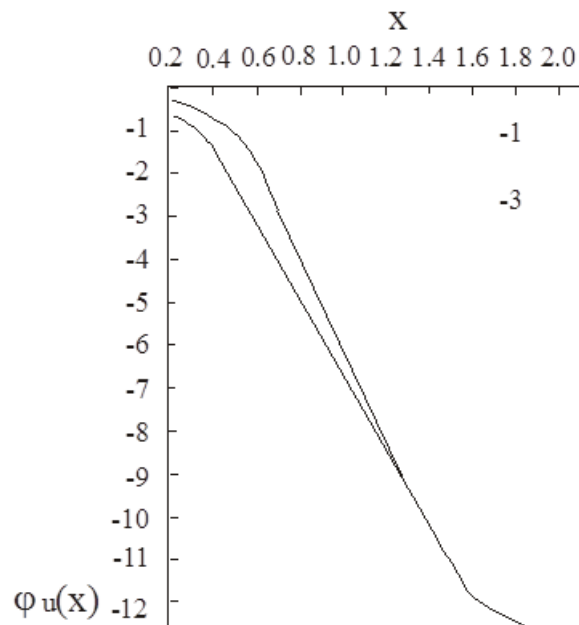


Рис.2.13 Фазово-частотні характеристики перетворювачів

На закінчення відзначимо, що П-образна форма АЧХ перетворювачів дозволяє, по-перше, здійснювати динамічне частотне сканування і фільтрування ехо-сигналу більш вузькою смугою, середня частота якої зменшується в часі відповідно до глибини зондування, а по-друге, використовувати перетворювачі у всьому робочому діапазоні в доплеровському режимі.

#### **2.4.4. Одношарова акустична система, електрично навантажена рівнобіжним контуром, параметри якої розраховуються по теорії поліноміального фільтра Чебишева**

Розглянемо одношарову акустичну систему, електрично навантажену рівнобіжним контуром ( $C_{ш}, L_1 = 1/\omega_1^2(3+C_{ш})$ ), параметри якої  $R_r, C_{ш}, n_2, \alpha_{21}$  розраховуються по теорії поліноміального фільтра Чебишева.

Інтерес до розгляду такого широкосмугового перетворювача в [19] мотивується тим, що "ширина смуги системи, АЧХ якої описується

поліномом Чебишева першого роду, найбільша серед можливих при даному числі ланок". На еквівалентній схемі (рис.2.7) шар заміщається рівнобіжним електричним контуром ( $L_{сл}$ ,  $C_{сл}$ ,  $R_d$ ), при цьому  $R_d$  передбачається частотнонезалежним, а всі 3 контури (послідовний -  $L_d, C_d$ ) мають резонансну частоту  $f_1$ , утворюючи трьох звенний фільтр сходового типу. Оскільки в [19] при знаходженні  $\alpha_{21}$  була допущена помилка, а в літературі розрахунок такого перетворювача відсутній, приведемо коротко процедуру оптимізації його параметрів. Введемо деякі поняття з теорії поліноміальних фільтрів [40]:  $W = 1/\Pi_i$  - функція згасання;  $a_{pб} = 10\lg$ , [дБ] чи  $a_{pб} = 0.5\ln$ , [Нп] - робоче згасання.

Тут  $\Pi_i$  - коефіцієнт передачі по потужності в режимі випромінювання:

$$\Pi_i = P_{ак}/P_{г} \leq 1,$$

де  $P_{г} = U_{г}^{2/8} R_{г}$  - потужність, що віддається генератором у погоджену з ним навантаження,

$P_{ак} = 0.5A_0 P/z_m$  - випромінювана акустична потужність,

$A_0$  - площа п'єзопластини,

$P$  - тиск у хвилі на границі перетворювача із середовищем.

Можна показати, що коефіцієнт перетворення напруга - тиск  $K_{и} = P/U_{г} = K_{и0} \Phi_{и}$  . зв'язан з  $\Pi_i$  співвідношенням

$$\Pi_i = (16\beta Q_3 z_1 / \pi z_m) \Phi_{и},$$

$$\text{де } K_{и0} = 2e_{33}/l_0 ,$$

$e_{33}$  - п'єзоелектрична постійна п'єзокераміки,

$l_0$  - її товщина,

$\beta$  - квадрат електро-механічного зв'язку,

$Q_3 = \omega_0 C_0 R_{г}$  - електрична добротність.

Розрахунок АЧХ нормованого низькочастотного фільтра-прототипу здійснюється по формулі

$$W = \exp(2\Gamma_{\text{арб}}) = W_{\text{мин}}[1 + hT_n^2(\Omega)], \quad (2.55)$$

де  $\Omega = (f^2 - f_1^2) / f(f_b - f_n)$ ,  $-1 \leq \Omega \leq 1$ ;  $T_n(\Omega) = \cos(n \cdot \arccos \Omega)$  - поліном Чебишева  $n$ -го (у даному випадку  $n = 3$ ) порядку, що при зміні  $\Omega$  у зазначених вище межах змінюється від  $-1$  до  $+1$ , переходячи через нуль  $n$  раз і приймаючи крайні значення  $-1$  чи  $+1$   $(n+1)$  раз;  $h$  - амплітудний коефіцієнт.

Оскільки  $T_n(\Omega)$  входить у (2.55) у квадраті, то мінімальні значення функції  $W$  (максимальні  $\Pi_i$ ) виходять при  $T_n(\Omega) = 0$ . У такий спосіб для  $n = 3$ :

$$a_{\text{мин}} = 0,5 \ln W_{\text{мин}} = 0,5 \ln[(1 + r_1^2)/4r_1], \text{ при } \Omega_{\text{хв}} = \cos[(2m-1)\pi/6], \quad (2.56)$$

$$a_{\text{макс}} = 0,5 \ln W_{\text{мин}}[1 + h], \text{ при } \Omega_{\text{макс}} = \cos[(m-1)\pi/3], \quad (2.57)$$

де  $m = 1, 2, 3$ ;  $r_1 = R_{\Gamma}/R_d$  - опір генератора в прототипі;

$$\Delta = a_{\text{макс}} - a_{\text{мин}} = 0,5 \ln(1 + h). \quad (2.58)$$

Проілюструємо розрахунок для конкретного випадку, що розраховувався також за допомогою ПК. Нехай задано:  $a_{\text{рб мин}} = 1$  дБ ( $W_{\text{мин}} = 1.26$ );  $\Delta a_{\text{рб}} = 5$  дБ = 0.575 Нп. Потрібно знайти:  $\alpha_{21}$ ,  $C_{\text{ш}}$ , відносну ширину смуги пропуску  $\Delta f = (f_b - f_n) / f_1$ .

Розв'язок задачі:

- 1) Із співвідношення (2.58) визначаємо амплітудний коефіцієнт:

$$h = \exp(2\Delta) - 1 = 2.16.$$

- 2) Знаходимо параметри полінома Чебишева по формулах [40]:

$$\gamma = \text{sh}\{n^{-1} \text{Arsh}[(1/h)^{1/2}]\};$$

$$\gamma_1 = \text{sh}\{n^{-1} \text{Arsh}[(W_{\text{мин}}-1)/hW_{\text{мин}}]^{1/2}\}.$$

Одержуємо:

$$\gamma = 0.212, \gamma_1 = 0.29.$$

3) Визначаємо елементи прототипу по формулах

$$\alpha_3 = 1/(\gamma + \gamma_1); \alpha_2 = 2(\gamma + \gamma_1)/(\gamma + \gamma_1 + \gamma\gamma_1 + 0.75); \alpha_1 = 2/(\gamma + \gamma_1 - \gamma\gamma_1 + 0.75)\alpha_2;$$

$$r_1 = 1/\alpha_1(\gamma - \gamma_1).$$

Одержуємо:  $\alpha_3 = 3.33$ ;  $\alpha_2 = 0.73$ ;  $\alpha_1 = 3.5$ ;  $r_1 = 2.35$ . Перевіряємо правильність розрахунку по формулі (2.57), одержуємо  $W_{\text{мин}} = 1.2$  близьке до заданого 1.26.

4) Використовуючи формули перетворення елементів прототипу  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  в елементи фільтра, одержуємо вираження для характеристичних опорів контурів:

$$\rho_1 = (\Delta f/\alpha_1)R_d, \rho_2 = \alpha_2 R_d/\Delta f, \rho_3 = (\Delta f/\alpha_3)R_d \quad (2.59)$$

З іншої сторони одержуємо:

$$\rho_2 \approx (\pi^{2/8}\beta)(1/\omega_0 3); \rho_3 = (z_2/z_1\beta)(1/\omega_0 3). \quad (2.60)$$

Звідси з урахуванням співвідношення  $R_d = (\pi/4\beta)(1/\omega_0 3)(z_2^2/z_3 z_1)$ , одержуємо

$$z_2/z_1 = [(2\alpha_3/\alpha_2)(z_3/z_1)^2]^{1/3}. \quad (2.61)$$

Варто помітити, що значення відносного імпедансу погоджувального шару не залежить від коефіцієнта електромеханічного зв'язку. Після підстановки в (2.61) визначених по формулах (2.54) значень  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  і  $z_3/z_1 = 0.06$  знаходимо  $z_2/z_1 = 0.284$ .

5) Вирішивши систему рівнянь (2.59), (2.60) і використовуючи (2.61), одержуємо

$$\Delta f = [(8/\pi^2)(z_2/z_1)\alpha_2\alpha_3]^{1/2} = (25/3/\pi)\alpha_{21/3}\alpha_{32/3}(z_3/z_1)^{1/3},$$

чи після підстановки чисельних значень ( $f = 0.75$ ).



Видно, що смуга частот також не залежить від коефіцієнта електромеханічного зв'язку.

6). Підставляючи у формулу перетворення елемента прототипу

$C_1 = \alpha_1 / (2\pi R_{дсл} \Delta f)$  вираз для  $R_{дсл}$ ,  $\Delta f$ ,  $z_2/z_1$ , одержуємо:

$$C_1 = C_{ш} + 3 = [\beta / (21/3 m_1)] \alpha_1 \alpha_{21/3} \alpha_3^{-4/3} (z_1/z_3)^{2/3} = 1.963.$$

$$\text{Звідси } C_{ш} = C_1 - 3 = 0.963.$$

7) Визначаємо величину:

$$Q_3 = R_r \omega_0 3 = r_1 R_{дсл} \omega_0 3 = r_1 (\pi/4\beta) (z_2/z_1)^2 (z_1/z_3),$$

чи чисельно  $Q_3 \approx 12,5$ .

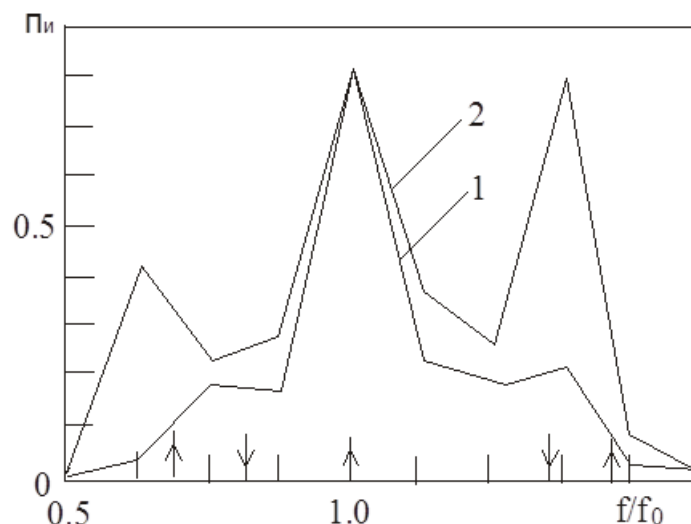


Рис.2.14 Коефіцієнт передачі по потужності в режимі випромінювання

Розрахована на ПК при знайдених параметрах АЧХ представлена на рис.2.14 (крива 1). Видно, що вона істотно відрізняється від чебишевської, розрахованої для еквівалентної схеми з частотно незалежними параметрами. На цьому ж рис. (крива 2) приведена АЧХ, розрахована при тих же параметрах, крім  $C_{ш} = 0$ . Видно, що положення і величина центрального максимуму (мінімуму функції  $W$ ), а також  $W_{\min} = \Pi_{\max}^{-1} = 1.25$  збігається з заданими при розрахунку, як і треба очікувати при резонансі.

Розраховані за допомогою формул (2.56), (2.57) положення максимумів (стрілки спрямовані нагору) і мінімумів (стрілки спрямовані вниз)  $P_i$  не сильно відрізняються від положення зазначених екстремумів на кривій 2, якщо врахувати зміна частоти з кроком  $\Delta x = 0.1$ .

## 2.5. Висновки

Дано порівняльний аналіз розрахунку передатних функцій п'єзоперетворювача по методу хвильового рівняння (широко застосовувалося в дефектоскопії) і методу електромеханічного чотириполюсника. Показано, що розрахункові співвідношення першого більш прості при аналізі і розрахунку АЧХ п'єзовипромінювачів, тоді як другого – при аналізі і розрахунку п'єзоприймачів. У випадку перетворювача, що працює в сполученому режимі, як у ехоскопі, безсумнівні переваги має метод електромеханічного чотириполюсника.

На основі моделі зв'язаних електричних контурів вирішена задача многопараметрової оптимізації пластинчастого перетворювача на максимум ширини смуги частот: отримані вираження для його основних параметрів у безрозмірних одиницях, що дозволяє розраховувати перетворювач для різних типів п'єзокераміки і матеріалів акустичних шарів.

Розраховано передатні функції чутливості в режимах випромінювання і прийому для трьох варіантів п'єзоперетворювача зі смугою частот  $\Delta f/f_0 \approx 1$  ( $f_0$  - частота напівхвильового резонансу п'єзопластики, що коливається по товщині). Це при виборі  $f_0=7.8$  МГц дозволяє перекрити робочий діапазон одночастотних перетворювачів від 2.3 МГц до 10 МГц, а також використовувати різні доплеровські режими на частотах з цього діапазону.

## РОЗДІЛ 3

### УНІВЕРСАЛЬНИЙ БАГАТОЧАСТОТНИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ НА ОСНОВІ МЕХАНІЧНО НЕДЕМПФОВАНОГО П'ЄЗОПЕРЕТВОРЮВАЧА З УЗГОДЖУВАЛЬНИМИ ШАРАМИ

#### 3.1. Перехідні характеристики лінійних кіл

Звичайно сигнали являють собою імпульси, тобто коливання кінцевої тривалості. Під дією зовнішніх сигналів у лінійному колі збуджуються як власні, так і вимушені коливання. Накладення цих двох коливань визначає собою нестационарний процес у колі.

Дослідження нестационарних процесів проводять, спираючись на математичну модель кола у формі її диференціального рівняння.

Найпростішим сигналом, що грає при цьому дуже важливу роль у технічних додатках, є функція включення, називана також функцією Хевісайда:

$$\sigma(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t > 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

яка представляє собою одиничний стрибок.

Нестационарний процес, що виникає в лінійному колі під дією такого східчастого сигналу, подаваного на вхід, прийнято називати перехідним процесом. Цей термін підкреслює, що в системі спостерігається перехід з одного стаціонарного стану в інше [5].

П'єзоелектричний перетворювач описується диференціальним рівнянням другого порядку. Успішність аналізу нестационарного процесу в колі часто визначається вдалим вибором тієї динамічної змінної, щодо якого складається диференціальне рівняння. Для п'єзоперетворювачів у режимі випромінювання такою змінною звичайно є сила (акустичний тиск) на випромінюючій поверхні, а в режимі прийому – напруга на електродах перетворювача. Використовується в якості змінної також струм через перетворювач. Вихідний стан кола заданий, якщо задані початкові умови, що накладаються на шукану функцію і на її похідну. Рівняння коливань і дві

початкових умови формують задачу Коші, рішення якої цілком описує перехідний процес у п'єзоперетворювачі.

Електричні кола будь-якого порядку служать прикладами динамічних систем, що володіють відомою інерційністю. У випадку п'єзоперетворювача характерним тимчасовим масштабом є період його механічних коливань:  $T = 1/f_0$ .

Становить великий інтерес вплив на коло (у даному випадку на перетворювач) джерела такої імпульсної з.д.с.  $e(t)$ , тривалість якої  $\tau_u \ll T$ .

Виявляється, що реакція інерційного кола на короткий імпульсний вплив залежить не від форми імпульсу, а лише від його площі:

$$P_e = \int_0^{\tau_u} e(\xi) d\xi . \quad (3.2)$$

При цьому реакція кола другого порядку на короткий імпульсний вплив:

$$x(t) = P_e \sum_{k=1}^2 A_k \exp(\gamma_k t) , \quad (3.3)$$

де  $\gamma_{1,2} = -\alpha \pm i\omega_c$  корені характеристичного рівняння  $\gamma^2 + 2\alpha\gamma + \omega_0^2 = 0$ , а

$$A_1 = \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2} ; A_2 = \frac{1}{\gamma_2 - \gamma_1} . \quad (3.4)$$

Фізичний зміст формули (3.3) простий і наочний – короткий імпульс являє собою поштовх, що збуджує всі коливальні моди, властиві розглянутому колу. Амплітуди порушуваних мод пропорційні площі вхідного сигналу і коефіцієнтам  $A_k$ . Математичною моделлю короткого імпульсу, що виникає в момент часу  $t=0$ , рівного нулю усюди за винятком цієї точки, але проте, що має одиничну площу, є так називана  $\delta$  – функція (функція Дірака)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1 , \quad (3.5)$$

чи одинична функція. Реакція системи на вхідний сигнал у виді  $\delta$  – функції називається імпульсною характеристикою. Увівши поняття

імпульсної характеристики кола,  $h(t)$ , можна одержати дуже корисну форму запису вихідного сигналу при будь-якій збудливій функції  $f(t)$ :

$$x(t) = \int_0^t f(\zeta) h(t - \zeta) d\zeta. \quad (3.6)$$

Реакція системи на функцію включення одержала назву перехідної характеристики й особливо зручна для знаходження вихідного сигналу для прямокутних, трапецеїдальних і багатоступінчастих імпульсів, тривалість яких  $\tau_u \sim T$ .

Перехідна характеристика знаходиться по методу інтеграла Фур'є:

$$P_a(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\omega) K(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega, \quad (3.7)$$

де  $P_a(t)$  – акустичний тиск на виході перетворювача,  $K(\omega) = K_{u0} \Phi_u(\omega) \cdot e^{i\varphi_u(\omega)}$  – комплексна передатна функція,

$$\sigma(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(t) e^{-i\omega t} dt = \int_0^{\infty} e^{-i\omega t} dt = \frac{i}{\omega} e^{-i\omega t} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{\omega} e^{i\frac{\pi}{2}} - \quad (3.8)$$

комплексний частотний спектр функції включення.

Підставляючи (3.8) у (3.7), беручи дійсну частину  $\sigma(\omega)$  і врахувавши те, що

$$\cos\left[\omega t + \varphi_u(\omega) + \frac{\pi}{2}\right] = \sin[\omega t + \varphi_u(\omega)], \text{ одержимо}$$

$$P_a(t) = \frac{K_{u0}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Phi_u(\omega)}{\omega} \sin[\omega t - \varphi_u(\omega)] d\omega. \quad (3.9)$$

Підставляючи в (3.9) нормовану частоту  $x = f/f_0$ , і нормований час  $y = \frac{t}{T_0} = t f_0$ , одержуємо узагальнену нормовану перехідну характеристику

$$P(y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Phi_u(x)}{x} \sin(2\pi xy - \varphi_u) dx, \quad (3.10)$$

$$P_a(t) = K_{uo} p(y), \quad K_{uo} = 2e_{33}/l_0.$$

Для наближеного розрахунку на ПК інтеграл у вираженні (3.10) заміняємо сумою

$$P(y_m) = \frac{1}{\pi} \sum_i \frac{\Phi(x_i)}{x_i} \sin(2\pi x_i y_m - \varphi_{ui}) \Delta x, \quad (3.11)$$

$$\text{де } x_i = \Delta x \cdot i; \quad \Delta x = 0.02; \quad i = 30 \dots 70; \quad x_{30} = 0.6; \quad x_{70} = 1.4 \quad \text{для}$$

середньосмугового перетворювача;

$$y_m = 0.05m; \quad m = 0 \dots 30 \dots 30; \quad y_0 = 0; \quad y_{30} = 1.5$$

щоб захопити півперіодний імпульс і спостерігати період за ступенем компенсації.

Тривалість імпульсу при розрахунку відразу вибирається рівній половині періоду власних коливань, тобто  $\tau = 0.5T$  чи  $y = 0.5$ .

Знаходиться перехідна характеристика імпульсу по формулах:

$$\begin{cases} P(y) = P(y_m), & m = 0 \dots 10 \\ P(y) = P(y_m) + P(y_n) \cdot \left( \frac{P(y_2)}{P(y_6)} \right)^{-1}, & m = 11 \dots 30; \quad n = m - 10. \end{cases} \quad (3.12)$$

### **3.2. Аналіз методів одержання коротких УЗ імпульсів у вузькосмуговому недемпфованому перетворювачі без узгоджувачів шарів**

Питання одержання одиночних УЗ імпульсів з метою збільшення точності виміру і підвищення показової здатності імпульсних УЗ, приладів уже розглядався в [17]. Розглядалися методи, засновані на використанні збудливих електричних імпульсів спеціальної форми і застосуванні електричних коригувальних кіл. Обидва методи дозволяють формувати

одиначні імпульси з вузькосмуговими перетворювачами без застосування механічного демпфера. Основна вимога, поставлене до таких п'єзоперетворювачів, на думку авторів, полягає в тім, щоб на їхніх амплітудно-частотних характеристиках був тільки один яскраво виражений максимум. Математичне вираження цієї вимоги, необхідне для розрахунку акустичного навантаження, не приводиться. Вказується лише, що такі вимози відповідають перетворювачі без електричних узгоджувачів кіл, і перехідного шару (чи з тонким перехідним шаром). Короткий звуковий імпульс виходить за рахунок порушення в перетворювачах декількох перехідних процесів, що частково компенсують один одного. Це досягається підбором форми і тривалості електричного збудливого імпульсу.

Відзначимо, що:

- 1) розглядався перетворювач, що працює тільки на випромінювання, тоді як у медичному УЗ ехо-скопі після випромінювання він відразу ж переключається на прийом;
- 2) розглядалися генератори імпульсів для збудження перетворювачів з частотою механічного резонансу  $f_0 = 700 \text{ кГц} \ll 2.5 \text{ МГц}$  – нижньої частоти робочого діапазону ехо-скоп ;
- 3) генератор збудливих імпульсів містив у собі і перетворювач, що для п'єзоперетворювачів ехо-скопів, що включають у себе до 100 окремих п'єзоелементів, не підходить;
- 4) п'єзоперетворювач працює без паралельної індуктивності.

Основна увага при розгляді приділяється схемі формування збудливого імпульсу. Ми ж зупинимося тільки на впливі форми і параметрів збудливих імпульсів на форму УЗ імпульсу.

Форми імпульсів представлені на рис. 3.1. Форма збудливого характеризується тим, що знак перепаду напруги в моменти часу  $t_1$  і  $t_2$  однаковий. Це дозволяє збуджувати акустичний імпульс із тривалістю, рівній

чи кратній половині періоду вільних коливань перетворювача. На цю обставину автори не звертають уваги, коли вказують, що недоліком формуючого такий імпульс генератора є те, що в ньому використовується тільки половина напруги.

### Ступінчастий імпульс

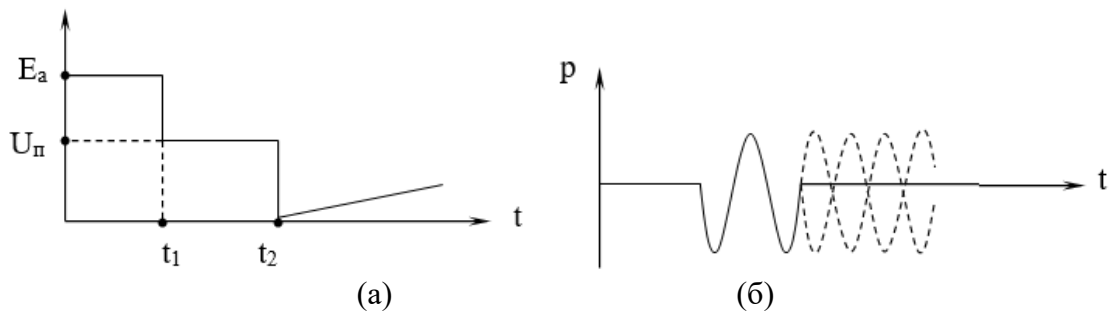


Рис. 3.1 Форми електричного (а) і акустичного імпульсів (б)

Зміною параметрів елементів схеми можна в широких межах змінювати як висоту  $U_n$ , так і ширину сходинки  $t_2 - t_1$ . Домогтися, щоб п'єзоперетворювач випромінював акустичний імпульс із тривалістю, рівній тривалості сходинки, можна, як правильно вказують автори, у такий спосіб. У момент часу  $t_1$  перепад напруги  $E_a - U_n$  збуджує УЗ хвилю з амплітудою  $A_1$ . Якщо після інтервалу часу  $\tau = t_2 - t_1 = (2m + 1)T/2$ , де  $m = 0, 1, 2, \dots$ , збуджувати хвилю з амплітудою першого півперіоду  $A_n$ , рівної по величині амплітуді  $(2m + 1)$ -го півперіоду першої хвилі, то через протифазності коливання перехідний процес припиняється. При цьому розуміється, що

$$A_n = A_1 e^{-\alpha T \frac{2m+1}{2}}, \quad (3.13)$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт загасання, тобто перехідна характеристика є коливаннями, що загасають з першого півперіоду. Осцилограм ніяких не приводиться.

Варто помітити, що акустичний імпульс визначається першою хвилею.

### Двоступінчастий імпульс.



При впливі першої ступіні електричної напруги перетворювач випромінює перший акустичний імпульс із тривалістю, рівній половині періоду власних коливань перетворювача, а при впливі другої ступіні – другий акустичний імпульс такої ж тривалості і полярності, як у першого акустичного імпульсу. Варто звернути увагу, що перша сходинка формується перепадом напруги  $\Delta U_1$  і частини періоду  $\Delta U_2$ , а друга – частиною,  $\Delta U$  що залишилася, і перепадом  $\Delta U_3$ .

У механічно недемпфированому п'єзоприймачі такий складний акустичний сигнал збуджують два експоненціально-затухаючих синусоїдальних коливання, зміщені один відносно одного на половину періоду власних коливань перетворювача (на рис.3.2 з [8] вони позначені жирною лінією в інтервалі часу  $\tau_1$ ). Через взаємну компенсацію цих коливань на виході п'єзоприймача виходить електричний імпульс із тривалістю, рівній половині періоду власних коливань перетворювача. Цей цікавий випадок досліджувався експериментально з парою ідентичних п'єзоперетворювачів з кераміки ЦТС-19 з анти резонансною частотою  $f_0 = 700$  КГц, що працюють у воді. Осцилограма вихідних імпульсів п'єзоприймача приведена на рис.3.3 з [17].

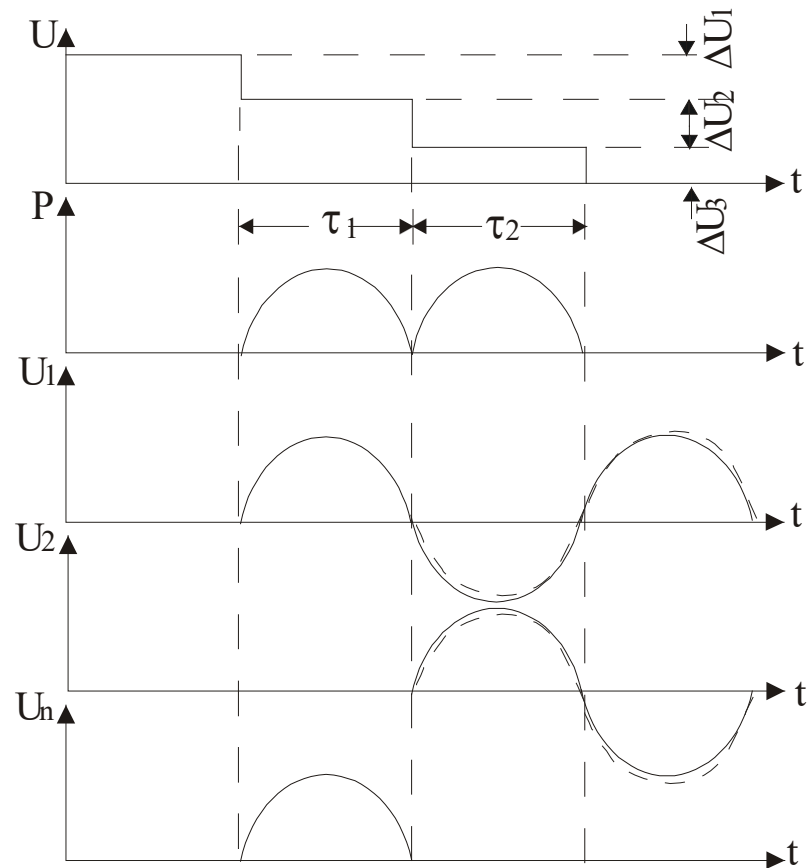


Рис.3.2 Одержання електричного імпульсу з тривалістю, рівній половині періоду власних коливань перетворювача

Цей варіант становить інтерес для перетворювача ехо-скопа з кільцевими елементами, число яких невелике й електричний імпульс подається від одного генератора через лінії затримки. Експериментальний результат є доказом принципу роботи і з одноступінчатим імпульсом.



Рис.3.3 Осцилограма вихідних імпульсів п'єзоприймача

### Трапецеїдальний імпульс

У ньому перепади напруг мають протилежний знак, тому мінімальна тривалість УЗ імпульсу, яку можна одержати в результаті компенсації хвиль, дорівнює періоду коливань  $T = 1/f_0$ . Однак, границя смуги частот такого імпульсу  $f_0$ , тобто в 2 рази менше, ніж в однополуперіодного.

Становить інтерес привести інтерпретацію розглянутого методу одержання коротких УЗ імпульсів у [47], де розглядалися ШИРОКОСМУГОВІ перетворювачі наступних типів:

НПТП – нерівномірно поляризований товстий перетворювач;

ПЗТП – поверхово збуджуваний товстий перетворювач;

НППЗТП – нерівномірно поляризований поверхово збуджуваний товстий п'єзоперетворювач.

На думку авторів [47], “широкосмуговість НПТП, ПЗТП і НППЗТП дозволяє випромінювати і приймати з їх допомогою короткі УЗ імпульси. Однак, ця властивість є наслідком широкосмуговості лише в тому випадку, якщо ці перетворювачі – мінімально-фазові системи, тобто такі, передатна функція яких не має нулів або полюсів у правій напівплощині, тобто  $|K(i\omega)| \neq 0$  чи  $|K(i\omega)| \neq \infty$  при  $\text{Re}[K(i\omega)] > 0$ . Передатні функції НПТП, ПЗТП і НППЗТП мають цю властивість, тому що їхні модулі не рівні ні нулю, ні нескінченності в правій напівплощині”.

Відомо, що для мінімально-фазової системи існує зв'язок між АЧХ і ФЧХ. Згідно [5], вона має вид:

$$\arg K(i\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln |K(i\xi)|}{\xi - \omega} d\xi. \quad (3.14)$$

Якщо ж чотирьохполюсник належить до класу не мінімально-фазових кіл, то АЧХ і ФЧХ можна вибирати незалежно один від одного.

Згідно [47], якщо в цікавлячому діапазоні частот АЧХ має вид горизонтальної прямої, тобто  $K(\omega) = \text{const}$  ( а саме цей випадок фактично спостерігається в НПТП, ПЗТП і НППЗТП ), то  $\varphi(\omega_0) = 0$ .

“Якщо  $K(\omega) = \text{const}$  і  $\varphi(\omega_0) = 0$ , то спектр вихідного сигналу збігається зі спектром вхідного впливу. Тому при збудженні зазначених перетворювачів коротким імпульсом з боку входу на виході перетворювача буде спостерігатися такий же короткий імпульс.

Необхідно підкреслити, що існують різні типи п'єзоперетворювачів, що не є мінімально-фазовими системами. Наприклад, у [17] описані перетворювачі з електричною компенсацією, при якій не демпфований п'єзоелемент збуджується двоступінчастим (чи подвійним колокообразним) електричним імпульсом, і перетворювач випромінює короткий акустичний імпульс. Існують різні варіанти цього методу, зокрема, можлива електрична компенсація вільних коливань п'єзоелемента в режимах випромінювання і прийому одночасно. Однак, у будь-якому випадку п'єзоелемент збуджується вхідним імпульсом складної форми, і на його виході з'являється короткий імпульс. У той же час сам по собі такий не демпфований п'єзоелемент є принципово резонансною системою, тобто цей перетворювач не будучи широкопasmовим, здатний формувати короткі вихідні імпульси.”

### **3.3. Збудження коротких акустичних імпульсів в вузькосмуговому перетворювачі з двома узгоджувачами шарами.**

#### **3.3.1. Вибір параметрів узгоджувачів шарів.**

У випадку четвертьхвильового перехідного шару з великим хвильовим опором на АЧХ п'єзовипромінювача спостерігаються два максимуми, розташовані майже симетрично щодо частоти  $f_0$  [17]. Ріст хвильового опору перехідного шару викликає віддалення максимумів один від одного і збільшення їхніх амплітуд. При хвильовому опорі шару

$$z_3 \leq 0,1 \cdot z_0 \quad \text{чи} \quad k_3 = z_3/z_0 \leq 0,1a, \quad (3.15)$$

АЧХ має вид одногорбої кривої і за своєю формою стає близької до АЧХ перетворювача без перехідних шарів. Т.я. в [17] умову (3.15) приводиться без доказу, одержимо його тут. Розглянемо еквівалентну схему п'єзоперетворювача з одним шаром.

Реактивні елементи еквівалентного контуру шару  $L_{\text{сл}}$  і  $C_{\text{сл}}$  аналогічні масі і гнучкості шару. Якщо резонансна частота послідовного контуру  $L_{\text{д}}$ ,  $C_{\text{д}}$  і паралельного контуру  $L_{\text{сл}}$ ,  $C_{\text{сл}}$  однакові, то на цій частоті імпеданс першого дорівнює нулю, а другого нескінченності.

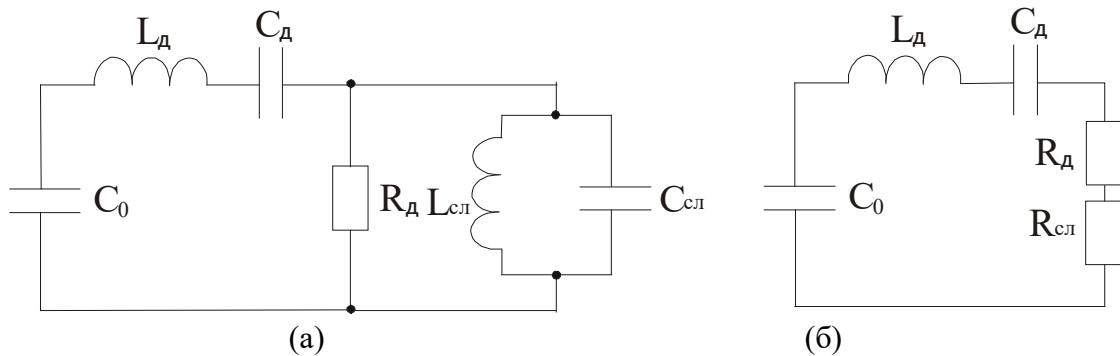


Рис.3.4 Еквівалентна схема п'єзопретворювача з одним шаром

На частотах  $f < f_2$  імпеданси мають відповідно ємкісний й індуктивний характер. На частотах  $f > f_2$  навпаки. Це створює можливість їхньої взаємної компенсації. Як показано в [16], умовою цього є

$$k_3 \leq \sqrt[3]{2k_2^2}. \quad (3.16)$$

При типовому значенні для води  $k_2=0.05$ :

$$k_3 \leq 0.17. \quad (3.17)$$

Умова (3.16), на відміну від (3.15), залежить від  $k_2$ , як і варто очікувати з фізичних розумінь.

Акустична добротність на частоті  $f_0$  при такому значенні  $k_3$  дорівнює:

$$Q_a = \frac{\pi}{2} \sqrt{\left(\frac{k_3^2}{k_2}\right)} = 2,7, \quad (3.18)$$

а при значенні  $k_3=0,12 \leq 0,17$ , при якому АЧХ буде свідомо одногорбою:  
 $k_3^2/k_2 = 0.28$ ,  $Q_a = 5.5$ , а  $\Delta f/f_0 = 1/Q_a = 0.18$ ,

саме така, як необхідна для п'єзоприймача.

У випадку двох шарів із хвильовими опорами  $z_0 > z_3 > z_4 > z_2$ :

$$\Delta f/f_0 = 1/Q_a = \frac{2}{\pi} \left(\frac{k_3}{k_4}\right)^2 k_2. \quad (3.19)$$

Прирівнявши цей вираз величині 0.18, одержимо  $k_3/k_4 = 2.38$ . На відміну від випадку з одним шаром тут з'являється можливість, зберігаючи це значення відношення, і змінюючи одне зі значень  $k_3$  чи  $k_4$ , знаходити друге.

### **3.3.2. Збудження за допомогою електричних імпульсів ступінчастої і трапецеїдальній форми. Розрахунок форми й амплітуди імпульсів по методу перехідної характеристики**

Збудження одиночних акустичних імпульсів у воду механічно недемпфированим п'єзоперетворювачем за допомогою ступінчастих і трапецеїдальних електричних імпульсів тривалістю, близької до половини чи цілому періоду коливань на резонансній частоті перетворювача, експериментально продемонстроване в [17]. Розрахунок умов збудження не проводився. Говориться тільки про те, що основна вимога, пропонована до перетворювачів, полягає в тім, щоб на їхніх амплітудно-частотних характеристиках був тільки один яскраво виражений максимум. Відзначається, що в першому наближенні п'єзоперетворювач може розглядатися як система, описувана диференціальним рівнянням 2-ого порядку. Тоді перехідна чи імпульсна характеристика повинна мати вид загасаючих синусоїд. Приклад такої імпульсної характеристики розраховується для напруги конденсатора послідовного контуру в [5].

Однак, при якісному розгляді порушення п'єзоперетворювача ступінчастим імпульсом (рис. 4.14 у [17]) на перехідній характеристиці і на осциллограмме ультразвукового імпульсу, порушеного трапецеїдальним (рис. 4.18 там же), амплітуда першого півперіоду менша, ніж другого. На це в [5] не звертається увага.

Метою дослідження цього розділу з'явилося з'ясування можливості випромінювання одиночних імпульсів не демпфированих п'єзовипромінювачів і при наявності двох четвертьхвильових шарів, що робить резонансним також і акустичне навантаження. Такий п'єзоперетворювач особливо становить інтерес для використання в медичному широкосмуговому ультразвуковому ехоскопі.

Перетворювачі УЗ медичних ехоскопів складаються з кільцевих чи лінійних матриць п'єзоелементів, що дозволяє здійснювати електронне динамічне фокусування УЗ пучка, а також його секторне чи лінійне сканування. Елементи в робочій групі по черзі випромінюють ультразвук і приймають ехо-сигнали, тобто сполучають функції випромінювача і приймача звуку.

В одно частотних (вузькосмугових) датчиках необхідна при прийомі смуга частот виходить або за рахунок тильного демпфірування або за рахунок двошарової акустичної що погодить (частково) системи, як, наприклад, у перетворювачі ехо-камери SSD 630 фірми ALOKA (1991 р.). В останньому випадку значно збільшується також чутливість у режимі випромінювання, що особливо важливо при випромінюванні широкосмугового акустичного імпульсу.

Істотне розходження випадків з тильним демпфіруванням і без нього полягає в тім, що величина акустичного навантаження в першому чисто речовинна і не залежить від частоти, тоді як у другому - вона комплексна, крім окремих частот, і частотно залежна.

Визначимо добротність перетворювача із шарами, необхідну, для того, щоб смуга пропущення в режимі прийому дорівнювала типовому для вузькосмугових датчиків з частотою механічного резонансу  $f_0 = 3.5$  МГц значенню смуги імпульсу з тривалістю  $\tau_u = 2$  мкс, тобто  $\Delta f = 1/\tau_u = 0.5$  МГц. Отже,  $Q = f_0/\Delta f = f_0 \cdot \tau_u = 7$ . Помітимо, що відповідна такій тривалості імпульсу поздовжня пропускна здатність  $\Delta z = 0.5 \cdot c \cdot \tau_u = 1.5$  мм, де  $c = 1.5 \cdot 10^3$  м/с – швидкість звуку в біологічній тканині.

Розрахуємо параметри перетворювача і шарів з таким значенням акустичної добротності, його комплексну передатну функцію, а потім для імпульсів порушення ступінчастої і трапецеїдальної форми - форму акустичних імпульсів. Розрахункова схема перетворювача з генератором гармонійних коливань чи імпульсів представлена на рис.3.5.

Тут  $z_0 > z_3 > z_4 > z_2$  - питомі акустичні імпеданси п'єзоперетворювача, 1-го і 2-го акустичних шарів і акустичного навантаження (біологічної тканини з  $z_2 = 1.5 \cdot 10^6$  Па/з·м). Введемо позначення:  $k_t$  - коефіцієнт електромеханічного зв'язку для коливань по товщині;  $n_3 = l_3 / \lambda_3$ ,  $n_4 = l_4 / \lambda_4$  - хвильові товщини шарів на частоті механічного резонансу п'єзоелемента  $f_0$ ;  $\lambda_3, \lambda_4$  - довжини хвиль у шарах на цій частоті;  $k_2 = z_2/z_0$ ;  $k_3 = z_3/z_0$ ;  $k_4 = z_4/z_0$ .

Покладемо  $k_2 = 0.05$ ,  $n_3 = n_4 = 0.25$ . Вираз для акустичної добротності на частоті  $f_0$  має вид (3.18).

Прирівнявши його 7, одержимо  $k_3/k_4 = 2.1$ . Така добротність може бути отримана для цілого ряду значень  $k_3$  і  $k_4$  - задовільняючих цьому відношенню. Абсолютні значення виберемо, виходячи з наступних розумінь. При повному узгодженні акустичних імпедансів двох безмежних середовищ за допомогою четвертьхвильових шарів імпеданси середовищ і шарів повинні задовільняти умові біноміального трансформатора. При узгодженні півхвильового п'єзоелемента із середовищем половина його товщини може розглядатися як додатковий шар з імпедансом  $z_0$ . Для такої 3-х слойної



системи і  $k_2=0.05$ ,  $k_3=k_2=0.273$ ,  $k_4=k_3^2=0.074$  ( $k_3/k_4=3.7>2.1$ ), тобто неповне узгодження. Виберемо значення  $k_4=0.074$ , тоді  $k_3=2.1$ ,  $k_4=0.156$ .

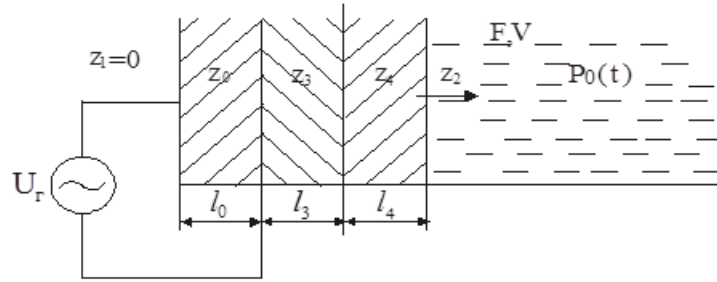


Рис.3.5 Розрахункова схема перетворювача з генератором гармонійних коливань чи імпульсів

Для розрахунку комплексної передатної функції перетворювача скористаємося матричним рівнянням його як електромеханічного чотирьохполюсника [17]:

$$\begin{bmatrix} U_r \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{1r} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_{2r} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F \\ V \end{bmatrix}, \quad (3.20)$$

де  $Z_{1M}$ ,  $Z_{2M}$  - комплексні параметри електричного навантаження послідовно з  $U_r$  і паралельно перетворювачу (у розглянутій на рис.3.5 схемі  $Z_{1M} = Z_{2M} = 0$ );

$\|A_{ik}\|$  і  $\|S_{ik}\|$  -  $A$  - матриці самого п'єзопелемента і системи шарів відповідно;

$F$  і  $V$  - сила і коливальна швидкість.

Позначивши добуток матриць  $\|A_{ik}^*\|$  і  $x = f/f_0$ , з (3.20) одержимо:

$$K_u(x) = P/U_r = \frac{1}{A_0 A_{11}^* + A_{12}^*/Z_2} = K_{u0} \Phi_u(x) e^{i\varphi_u(x)}, \quad (3.21)$$

де  $A_0$  - площа перетворювача;

$$K_{u0} = 2e_{33}/l_0 ;$$

$e_{33}$  - п'єзоелектрична постійна.

Значення коефіцієнтів матриці приведені в [17] і в розділі 2.2.

Часова залежність акустичного сигналу, збуджуваного напругою генератора з заданим комплексним спектром  $S_3(\omega)$ , знаходиться за допомогою зворотного перетворення Фур'є.

Дійсна частина тимчасової залежності акустичного тиску дорівнює:

$$p_a(t) = \text{Re}[2 \int_{-\infty}^{\infty} S(f) \cdot K_n(f) \cdot e^{i2\pi ft} df] . \quad (3.22)$$

Якщо задається не спектр збудженої напруги, а тимчасова залежність  $U_3(t)$ , то

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} U_3(t) \cdot e^{-i2\pi ft} dt . \quad (3.23)$$

З теорії неперіодичних детермінованих процесів для нас найбільший інтерес представляє функція включення:

$$U_3(t)_{\text{вкл}} = \sigma(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t > 0 \\ 0 & \text{при } t < 0 \end{cases} , \quad (3.24)$$

в точці  $t=0$  ця функція невизначена;

і дельта - функція Дирака  $\delta(t)$

$$U_3(t)_D = \delta(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t \neq 0 \\ \infty & \text{при } t = 0 \end{cases} . \quad (3.25)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(t) dt = 1$$

Їхні спектри відповідно до (3.23) рівні:

$$S_{\text{вкл}}(f) = \frac{1}{2\pi f} e^{-i\frac{\pi}{4}} , \quad (3.26)$$

і

$$S_D(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) \cdot e^{-i2\pi ft} dt = e^{-i2\pi f \cdot 0} = 1 . \quad (3.27)$$

При підстановці їх у (3.22) одержимо перехідну (ПХ)

$$p_o(t) = \frac{K_{uo}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Phi_u(f)}{f} \cos(2\pi ft - \varphi_u(f) - \frac{\pi}{2}) df =$$

$$= \frac{K_{uo}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Phi_u(f)}{f} \sin(2\pi ft - \varphi_u(f)) df, \quad (3.28)$$

і імпульсну (ІХ) характеристики:

$$p_u(t) = 2K_{uo} \int_0^{\infty} \Phi_u(f) \cos(2\pi ft - \varphi_u(f)) df. \quad (3.29)$$

Слід зазначити, що вирази (3.28,3.29) прийнятні при  $t \geq 0$ . Комбінацією ПХ із різними знаками і часом початку можна одержати форму акустичного імпульсу, збуджуваного прямокутним імпульсом. Це не можна зробити, підставивши  $S(f)$  прямокутного імпульсу (3.23) у (3.22), на що не завжди звертається увага в тих випадках, коли тривалість імпульсу  $\tau$  порівняно з періодом власних коливань чотирьохполіусника (п'єзоперетворювача в даному випадку).

У цьому випадку для довільного  $U_s(t)$  застосовна імпульсна характеристика, що грає роль вагової функції інтеграла чи суперпозиції інтеграла Дюамеля, що представляє собою згортку двох функцій

$$p_a(t) = \text{Re}[2 \int_0^t U_s(\xi) \cdot p_u(t - \xi) d\xi] \quad (2.30)$$

Його можна одержати, підставляючи (3.23) у (3.25) із заміною  $t$  на  $\xi$  і змінюючи порядок і межі інтегрування

$$p_a(t) = \text{Re}[2 \int_{-\infty}^{\infty} (\int_0^t U_s(\xi) \cdot e^{-i2\pi f\xi} d\xi) K_u(f) e^{i2\pi ft} df =$$

$$= \text{Re}[2 \int_0^t U_s(\xi) \cdot (\int_{-\infty}^{\infty} K_u(f) e^{i2\pi f(t-\xi)} df) d\xi =$$

$$= \text{Re}[2 \int_0^t U_s(\xi) \cdot p_u(t - \xi) d\xi].$$

Зверніть увагу, що у випадку імпульсів із тривалістю  $\tau_n$  інтеграл Дюамеля (3.30) береться з межею інтегрування  $t$  при  $t < \tau_n$ , і  $\tau_n$  при  $t > \tau_n$ .

Уводячи безрозмірну частоту  $x = f/f_0$  і безрозмірний час  $y = t/T = f_0 t$  і замінюючи інтегрування підсумовуванням, для ПХ одержуємо вираз:

$$p(y_m) = \frac{\Delta x}{\pi} \sum_{i=1}^{38} \frac{\Phi_n(x_i)}{x_i} \sin[2\pi x_i y_m - \varphi_u(x_i)] , \quad (3.31)$$

де  $x_i = i \cdot \Delta x$ ,  $i = S_1 \dots S_2$ ,  $y_m = m \cdot \Delta y$ ,  $m = 0 \dots 30$ ,  $\Delta y = 0.1$ .

У якості збудливих розглядалися ступінчастий і трапецеїдальний імпульс (рис. 3.6).

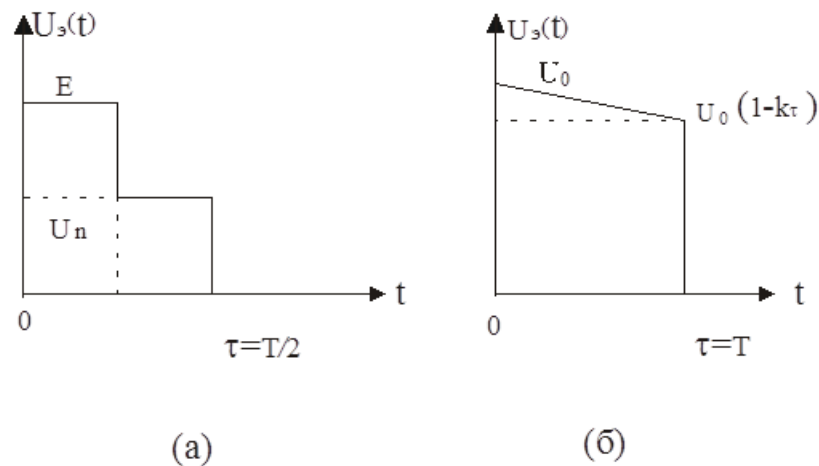
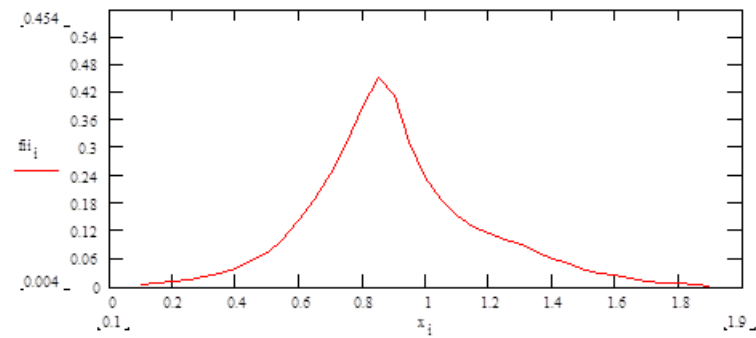


Рис. 3.6 Ступінчастий (а) і трапецеїдальний (б) імпульси

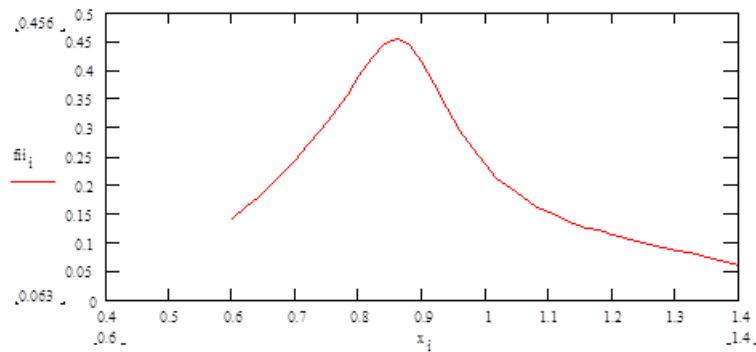
Ступінчастий імпульс визначається в такий спосіб:

$$U_{cm}(t) = \begin{cases} E = 0 & \text{при } t < 0 \\ U_n & \text{при } 0 < t < \tau \\ 0 & \text{при } \tau < t \end{cases} \quad (3.32)$$

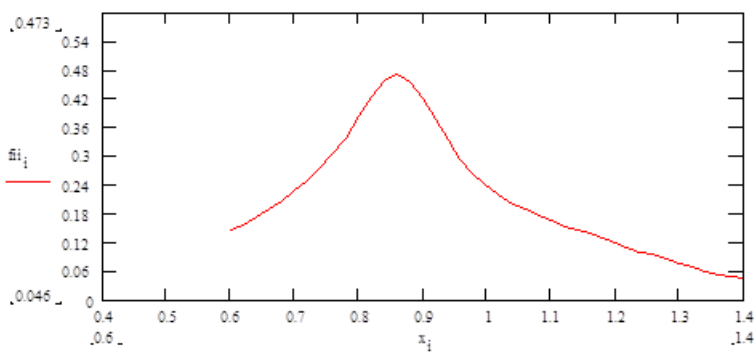
Стрибки напруги однакового знаку в моменти часу  $0$  і  $\tau$  формують ПХ із різною амплітудою, зрушені один щодо одного на половину періоду коливань з частотою  $f_0$



(a)



(б)



(в)

Рис.3.7 Передатна функція  $\phi_i(x_i)$ :

- (а) в інтервалі  $x_i=0.1\dots\dots 1.9$  с кроком  $\Delta x=0.05$  – при  $n_3=n_4=0.25$ ;  
 (б) в інтервалі  $x_i=0.6\dots\dots 1.4$  с кроком  $\Delta x=0.02$  – при  $n_3=n_4=0.25$ ;  
 (в) в інтервалі  $x_i=0.6\dots\dots 1.4$  с кроком  $\Delta x=0.02$  – при  $n_3=n_4=0.28$

Трапецеїдальний імпульс записується в такий спосіб:

$$U_{\text{тр}}(t) = \begin{cases} U_0(1 - kt) & \text{при } 0 \leq t < \tau \\ 0 & \text{при } t \geq \tau \end{cases} \quad (3.33)$$

Тут стрибки напруги в моменти часу  $0, \tau$  мають протилежні знаки, тому тривалість імпульсу, необхідна для компенсації ПХ, повинна рівнятися одному періоду власних коливань перетворювача ( $\tau \cong T$  чи  $f_0\tau \cong 1$ ).

Передатна функція  $\Phi_n(x_i)$  приведена на рис.3.7. В інтервалі  $x_i=0,6...1...1,4$ с кроком  $\Delta x = 0,02$  вона розраховувалася при двох значеннях хвильової товщини шарів:  $n_3 = n_4 = 0.25$  и  $0.28$ ; в інтервалі  $x_i=0.1.....19$ с кроком  $\Delta x = 0.05$  – при  $n_3 = n_4 = 0.25$ .

З рис.3.7 видно, що ПФ слабко залежить від товщини шарів в інтервалі 12% від чверті довжини хвилі в кожному шарі на частоті механічного резонансу перетворювача  $f_0$ . Максимум ПФ знаходиться на частоті  $x=0.86$ , близької до частоти електричного резонансу  $x_1 = \sqrt{1 - 8K_t^2/\pi^2} \cong 0.89$  при  $k_t^2=0,26$ . Ширина смуги на рівні 0.707 дорівнює  $2\Delta x = 0.19$ , так що  $Q = \frac{x_{max}}{2\Delta x} = 4.5$ , а коефіцієнт загасання  $\alpha/f_{max} = \pi/Q = 0.7$  чи  $\alpha = 0.7f_{max} = 0.6$   
 $f_0; = e^{-(\alpha/f_0)y} = e^{-0.6y}$ .

Перехідна характеристика випромінювача представлена на рис. 3.8. Вона розраховувалася для  $n_3 = n_4 = 0.25$  і  $x_i = 0.6.....14$ с,  $\Delta x = 0.02$  (а) і  $x_i = 0.1.....19$   $\Delta x = 0.05$  (б) із кроком  $y=0.1$ . Положення нулів на цих кривих з точністю, рівної 0,05, що впливає:

1) 0.6 1.2 1.95 2.6

2) 0.55 1.15 1.95 2.8.

Тривалість напівперіоду відповідно дорівнює:

1) 0.6 0.6 0.75 0.65

2) 0.55 0.6 0.8 0.85.

Положення позитивних і негативних амплітуд ПХ і їхніх значень, а також значень функцій

$$(0.04 \exp 0.18) \exp (-0.6y) = 0.0476 \exp (-0.6y)$$

$$-(0.025 \exp 0.48) \exp (-0.6y) = -0.04 \exp (-0.6y),$$

співпадаючих з першими позитивними і негативними амплітудами представлені в табл.3.1.,

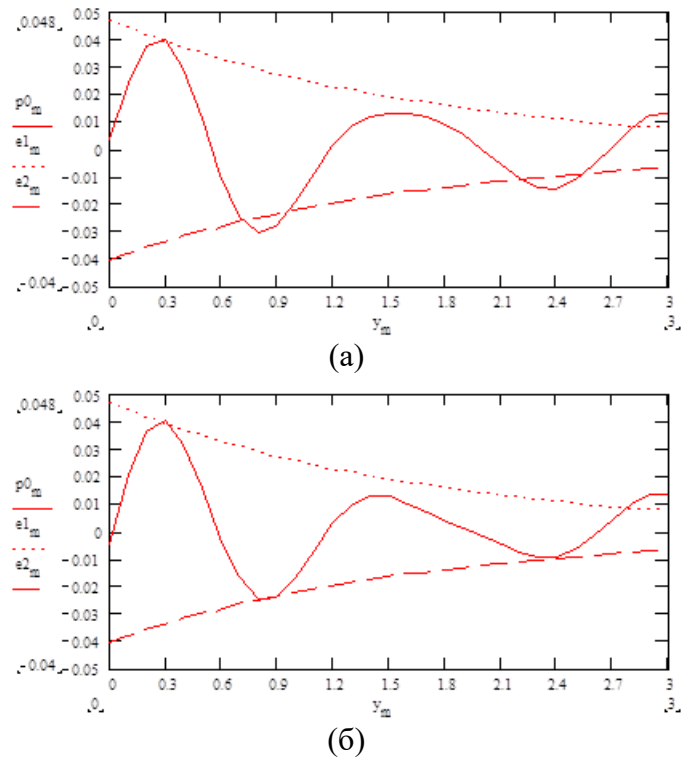


Рис.3.8 Перехідна характеристика випромінювача:  
 (а)-  $p_3 = p_4 = 0.25$ ,  $x_i = 0.6 \dots 14$ ,  $\Delta x = 0.02$ ,  $\Delta y = 0.1$ ;  
 (б) -  $p_3 = p_4 = 0.25$ ,  $x_i = 0.1 \dots 19$ ,  $\Delta x = 0.05$ ,  $\Delta y = 0.1$

**Таблиця 3.1**  
**Положення позитивних і негативних амплітуд ПХ**

$u_{\max}$	0.3	1.45	2.95
$p_{\max}$	0.04	0.0125	0.015
$0.0476e^{-0.6y}$	0.04	0.02	0.08

$u_{\min}$	0.8	2.35
$p_{\min}$	-0.025	-0.01
$-0.04e^{-0.6y}$	-0.025	-0.00976

З табл.3.1 видно, що загасання негативних амплітуд відбувається за законом  $\exp(-0.6y)$ , а позитивних – відхиляється від нього то в одну, то в іншу сторони.

З рис. 3.8 видно, що ПХ, отримані за значеннями  $\Phi_{\Pi}(x)$  в інтервалі  $x_i = 0.6 \dots 14$  не відрізняються від ПХ із  $\Phi_{\Pi}(x)$  в інтервалі  $x_i = 0.1 \dots 19$ .

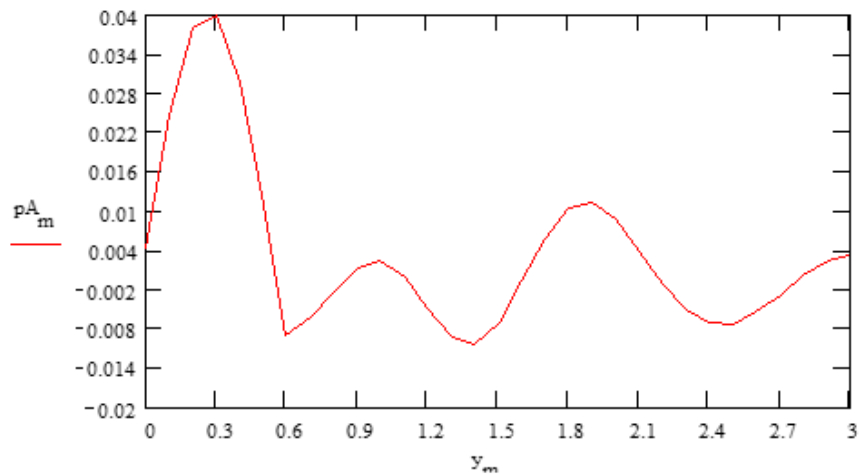


Рис.3.9 Форма акустичного імпульсу, отримана комбінацією ПХ на границях східчастого імпульсу

На рис. 3.9 представлена форма імпульсу, отримана комбінацією ПХ на границях ступінчастого імпульсу з тривалістю  $f_0 \tau = 0.6$  за умови

$$\frac{U_n}{U_{(E-U_n)}} = \frac{p_0(0,8)}{p_0(0,3)} \cong 0.73. \quad (3.34)$$

Вона розраховувалася по формулі:

$$\begin{aligned} p_a(y_m) &= p(y_m), \text{ при } m = 0 \dots 12; \\ p_a(y_m) &= p_0(y_m) + \left| \frac{p_0(0,8)}{p_0(0,3)} \right| \cdot p_0(y_n), \text{ при } m = 13 \dots 30, \end{aligned} \quad (3.35)$$

де  $n = m - 12 > 0$ .

Являє собою однополуперіодний імпульс з амплітудою  $0.04K_{\text{но}}(E - U_n)$  з повною компенсацією другого півперіоду і часткової – наступних, амплітуда яких значно менше амплітуди першого. Спектр такого імпульсу відповідно до (3.23)

$$\pi \cdot p_a(f) \cdot f_0 = \frac{\cos(0.6\pi f/p_0)}{1 - (f/f_0)^2}.$$



На рис. 3.10 представлена форма акустичного імпульсу, порушеного трапецеїдальним імпульсом із тривалістю  $\tau f_0 = 1.2$  і  $k\tau = 1$  -  $p_0(1.45)/p_0(0.3) = 0.8$  розрахованого по формулі

$$p_a(y_m) = p_0(y_m) - \left| \frac{p_0(1.45)}{p_0(0.3)} \right| \cdot p_0(y_n), \quad (3.36)$$

де  $n = m - 12 > 0$ , не враховуючої похилої частини збудливого імпульсу, і формулам (3.29, 3.30) із заміною інтегрування підсумовуванням:

$$p_n(y_m) = \Delta x \sum_{i=1}^{38} [\Phi_n(x_i) \cdot \cos(2\pi x_i y_m - \varphi_n(x_i))] ,$$

де  $y_m = m \cdot \Delta y$ ,  $m = 0 \dots 30 \dots 30$ ,  $\Delta y = 0.1$ ,

$$p_a(y_m) = \Delta \xi \cdot \sum_{l=0}^m (1 - 0.67 \xi_l) p_u(y_m - \xi_l) \quad \text{при } m \leq 12;$$

$$\Delta \xi \cdot \sum_{l=0}^{12} (1 - 0.67 \xi_l) p_u(y_m - \xi_l) \quad \text{при } m > 12.$$

Такий датчик, будучи принципово резонансною системою, дозволяє формувати акустичні імпульси зі смугою частот від 0 до  $f_0$ . У ехоскопах, що не використовують режим Допплера, він може бути використаний як універсальний. Широкодіапазонність його в режимі прийому, як показало окремих розгляд, може бути забезпечена перебудовою індуктивності, що компенсує стаціонарну ємність перетворювача.

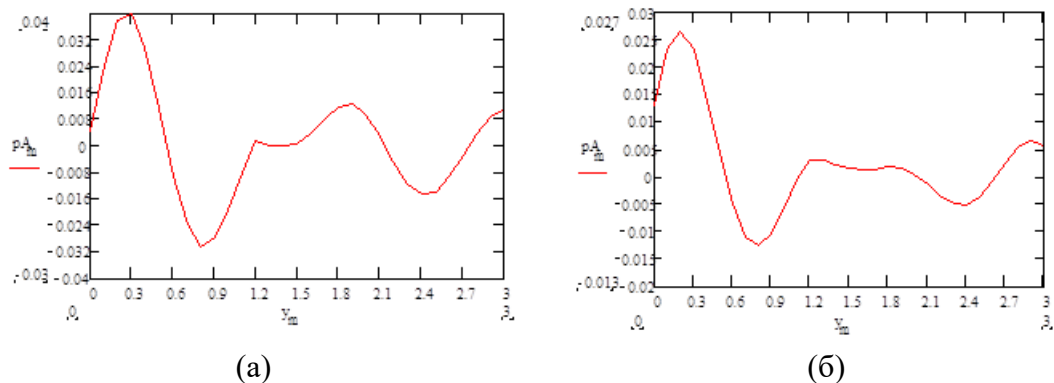


Рис.3.10 Форма акустичного імпульсу, порушеного трапецеїдальним імпульсом

### 3.4. Широкодіапазонний перестроюваний п'єзоприймач ехо-сигналу для медичного ультразвукового ехоскопа

Широкосмуговість перетворювача, крім перетворення його в універсальний, дозволяє збуджувати короткі ультразвукові імпульси. Такі імпульси можна формувати і з вузькосмуговими перетворювачами без перехідних шарів і механічного демпфера шляхом підбора форми і тривалості електричних збудливих імпульсів [17]. Особливістю перетворювачів медичних ультразвукових ехо-скоп є їхня робота в сполученому режимі і необхідність перехідних шарів. За певних умов порушення короткого ультразвукового імпульсу можливо й у цьому випадку.

Розглянута можливість фільтрації ехо-сигналу і перебудови середньої частоти фільтруємої смуги за допомогою цього ж вузькосмугового перетворювача.

Електрична еквівалентна схема перетворювача і схема для розрахунку представлені на рис.3.11.

Тут  $z_0, z_3, z_4, z_2$  — хвильові опори перетворювача, перехідних шарів і біологічної тканини відповідно;  $P$  — акустичний тиск у хвилі під час відсутності перетворювача;  $Z_0$  — ємність загальмованого перетворювача;  $L_d$ ,  $C_d$  — його динамічні індуктивність і ємність;  $R_a, X_a$  — дійсної і уявної частини опору навантаження середовища;  $n_3$  і  $n_4$  — хвильові товщини перехідних шарів (в одиницях довжини хвилі в матеріалі шару на частоті механічного резонансу п'єзопластины  $f_0$ );  $\varepsilon, U_{\text{вых}}$  — еквівалентна е.р.с. і напруга на виході перетворювача; значення е.р.с.  $\varepsilon(x) = \frac{z_3}{z_4} F(x) \frac{l_0}{e_{33}} P$ ,  $R_a, X_a$  є частотно залежними ( $x = f/f_0$ ), а у випадку без перехідних шарів  $\varepsilon = \frac{l_0}{e_{33}} P$ ,  $R_a$  — частотно незалежні, а  $X_a = 0$ ;  $e_{33}$  — п'єзоелектрична постійна для коливань по товщині.

Амплітудно-частотна характеристика коефіцієнта перетворення (чутливості) п'єзоприймача  $K_{\Pi} = U_{\text{вих}} / P$  (передатна функція) розраховувалася по методу електромеханічного чотириполусника [17]:

$$K_{\Pi}(x) = K_{\Pi 0} \cdot \Phi_{\Pi}(x), \quad (3.37)$$

де

$$k_{n0} = \frac{4e_{33}}{\omega_0 \varepsilon^s z_2} \equiv \frac{4k_t}{\pi} \cdot \frac{z_0}{z_2} \cdot \frac{l_0}{e_{33}}. \quad (3.38)$$

Параметри перетворювача і перехідних шарів наступні:  $K_t = 0,55$ ;  $k_3 = z_3/z_0 = 0,156$ ;  $k_4 = z_4/z_0 = 0,074$ ;  $k_2 = z_2/z_0 = 0,05$ ;  $n_3 = 0,25$ ;  $n_4 = 0,25$ . АЧХ розраховувалася для ряду значень  $x_k = \omega_k/\omega_0$ , де  $\omega_k = \frac{1}{\sqrt{L_k C_0}}$ .

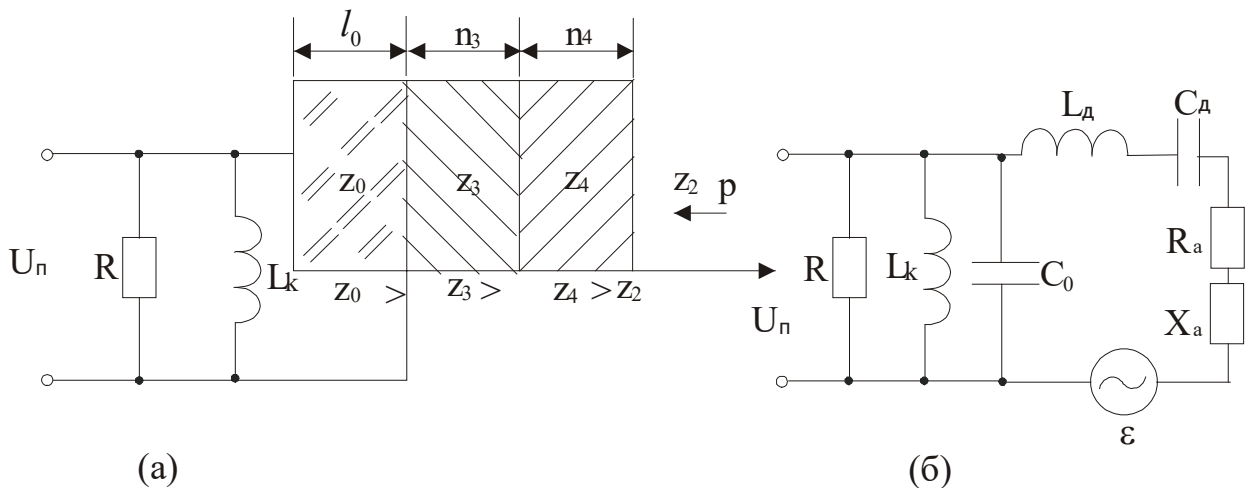


Рис.3.11 Електрична еквівалентна схема перетворювача (а) і схема для розрахунку (б)

На рис.3.12 представлені результати розрахунку при  $R = \infty$  для  $x_k = 1$  в інтервалі  $0,1 \leq x \leq 2$  із кроком  $\Delta x = 0,1$ . З рис.3.12 видно, що АЧХ має двогорбий характер, типовий для зв'язаних контурів з малим загасанням, якими тут є рівнобіжний контур  $L_k C_0$  і послідовний  $L_d C_d$ . Парціальні частоти контурів (частоти резонансу без врахування зв'язку і загасання на активних елементах) однакові і рівні  $\omega_0$ . З аналізу матричного рівняння електромеханічного чотириполусника перетворювача на частоті  $x = 1$  при  $x_k = 1$  випливає, що

$$K_{\Pi}(l) = \frac{z_3}{z_4} \frac{l_0}{e_{33}}. \quad (3.39)$$

Це ж співвідношення виходить і з еквівалентної схеми рис.3.11, б), тому що  $U_{\text{вих}}(l) = \frac{z_3}{z_4} \frac{l_0}{e_{33}} P$ . Підставляючи (3.39) і (3.38) у (3.37), одержимо:

$$\Phi_{\Pi}(l) = \frac{z_3}{z_4} \frac{\pi k_2}{4K_t^2} = 0,274. \quad (3.40)$$

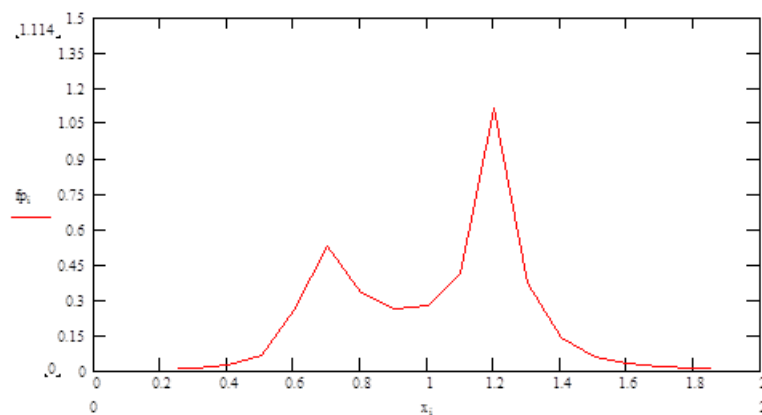


Рис.3.12 Амплітудно-частотна характеристика коефіцієнта перетворення п'єзоприймача

Збіг цього значення з розрахунковим служило для перевірки правильності складання програми розрахунку на ПК.

Значення частот максимумів  $x = 0.7$  і  $1.2$  збігаються з частотами власних коливань зв'язаних контурів, розрахованими по формулі:

$$x_{I,II} = \sqrt{1 \mp 0,9K_t}, \quad (3.41)$$

тобто  $x_I = 0.71$ ;  $x_{II} = 1.23$ , якщо врахувати величину кроку  $\Delta x = 0,1$ .

Зменшення  $R$  практично не впливає на АЧХ поблизу  $x = 1$ , але приводить до згладжування максимумів. Ширина згладженої АЧХ на рівні  $0.7 \Phi_{\Pi}(l)$  дорівнює  $\Delta x \approx 0.76$ , що близько до обумовленого по формулі для зв'язаних контурів:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 1,3K_t = 0,72. \quad (3.42)$$

На рис.3.13 представлені результати розрахунку для  $x_k = 0.6; 0.8; 1; 1.2; 1.4$  в інтервалах зміни  $x[x_k - 0.1; x_k + 0.1]$  із кроком 0.02 при інших значеннях  $k_3 = 0.173; k_4 = 0.075$ . З рис.3.13 видно, що зі збільшенням різниці парціальних частот зв'язаних контурів:

максимуми на частотах 0.7 і 1.2 зникають, що свідчить про те, що власні частоти пересуваються ближче до парціального відповідно до співвідношень для зв'язаних контурів;

значення  $\Phi_{\Pi}(x_k)$  у смузі (0.267; 0.315; 0.3; 0.315; 0.267) відрізняються не більш, ніж на 15 % від  $\Phi_{\Pi}(1)$ .

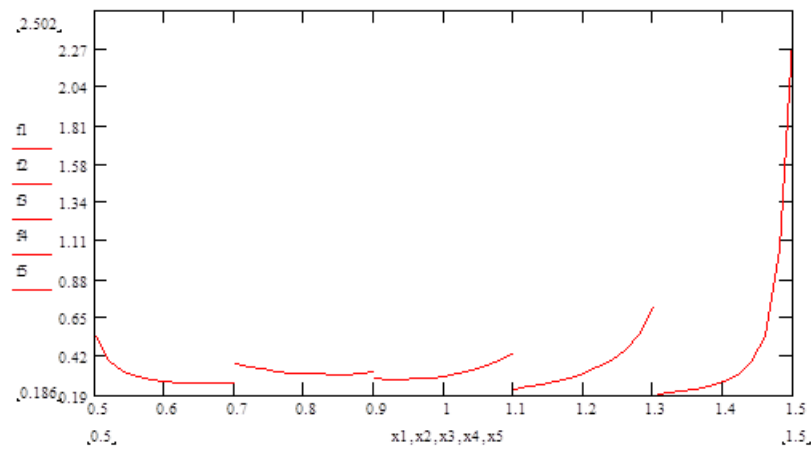


Рис.3.13 Амплітудно-частотна характеристика коефіцієнта перетворення п'єзоприймача для  $x_k = 0.6; 0.8; 1; 1.2; 1.4$  в інтервалах зміни  $x[x_k - 0.1; x_k + 0.1]$  із кроком 0.02 при  $k_3 = 0.173; k_4 = 0.075$

Становить інтерес порівняння такого п'єзоприймача з п'єзоприймачом без механічного демпфірування і перехідних шарів, що пропонувалось у [17] для вузькосмугових, що перебудовуються по частоті ультразвукових вимірювальних приладів, наприклад, широкодіапазонних інтерферометрів. Експериментально досліджувалася п'єзокерамічна (ЦТС-19) пластина діаметром 30 мм і з антирезонансною частотою  $f_0 = 0.7$  МГц. Що приводиться АЧХ у режимі холостого ходу має вид резонансної кривої з максимумом на частоті  $x = 1$ , значення якого вважається рівним теоретичному (3.38). Ширина цієї кривої на рівні 0.7 дорівнює  $\Delta x = \Delta f/f_0 \approx$

0,07 і відповідає значенню  $\Delta x = 1/Q = 0,065$  у припущенні двостороннього акустичного навантаження на воду ( $Q = \frac{\pi}{2} 2k_2 = 15.7$ ). При приєднанні індуктивності  $L_k$ , що компенсує ємність  $C_o$ , чутливість  $\Phi_{\Pi}(x_k) = 0.29$  в інтервалі зміни  $0.5 \leq x_k \leq 1.7$ . Відповідно до теоретичного значення  $\Phi_{\Pi}(x_k) = \frac{\pi k_2}{4K_t^2} = 0.34$ , у припущенні  $K_t = 0.34$  і з урахуванням припустимого розкиду значень  $K_t$ . Варто помітити, що залежність  $\Phi_{\Pi}(x_k)$  не є передатною функцією п'єзоприймача зі скомпенсованою ємністю, як вона помилково названа в [17]. Справжня АЧХ при різних  $x_k$ , як показано вище (рис.3.13), не має максимуму на цих частотах, як у режимі холостого ходу, а її ширина  $\Delta x \approx x_{II} - x_I$  значно більша, ніж у режимі холостого ходу. Тому перестроюваний вузькосмуговий п'єзоприймач можна одержати лише у випадку  $K_t \ll 1$ , як, наприклад, для кварцу з  $K_t = 0.09$ . У розглянутому випадку великих  $K_t$  з шарами чи без них необхідна перебудова і радіоприймальний пристрій з необхідним діапазоном при одному зі значень  $x_k$ . Цей метод може бути застосований в ультразвукових ехо-скопах, у яких робочий діапазон датчиків перекриває лише частина робочого діапазону.

### 3.5 Принципи побудови універсального п'єзоперетворювача медичного ультразвукового ехоскопа

Метою даного підрозділу є узагальнення вищевикладеного і формулювання можливих принципів побудови багатоеlementного широкосмугового п'єзоперетворювача для медичного ультразвукового ехоскопа і методів його розрахунку й оптимізації.

Придатним виявився метод розширення смуги п'єзоперетворювача за допомогою акустичних шарів і електричних ланок найпростішого типу [32]. Останнє особливо важливо для перетворювачів з лінійним скануванням, у яких число елементів досягає сотні, і для вирівнювання їхніх характеристик

використовують елементи підстроювання (звичайно паралельні з елементами індуктивності).

Перед тим, як розглядати можливі принципи побудови широкопasmового п'єзоперетворювача в ехо-режимі, розглянемо характеристики традиційних одночастотних перетворювачів на прикладі ехоскопа ЭТС-ЭЛ-01, параметри УЗ пучка якого експериментально досліджувалися в роботі [15]. Робоча частота  $f_0=3,5$  МГц, тривалість імпульсу  $\tau_i \approx 2$  мкс, пучок формується групою  $N$  п'єзoeлементів, переміщенням якої здійснюється лінійне сканування. При фокусуванні у фокус з  $F=70$  мм як при випромінюванні, так і при прийомі,  $N=12$ , а у фокус з  $F=110$  мм -  $N=16$ . Глибина зондування 185 мм. Помітимо, що якби ехоскоп працював на частоті  $f=10$  МГц, то в результаті збільшення коефіцієнта загасання в біологічних тканинах пропорційно частоті, тобто в 2.85 рази, при незмінних параметрах випромінюючої і приймальної систем глибина зондування в стільки ж раз зменшилася б, тобто до 85 мм.

Ширину смуги можна оцінити по формулі:

$$\Delta f/f_0 = 1/\tau \quad f_0 = 0.14. \quad (3.43)$$

Забезпечується така ширина смуги за допомогою демпфера з тильної сторони перетворювача, у результаті чого його чутливість значно знижується. Цього не відбувається, якщо розширення смуги досягається за допомогою двох акустичних шарів, як, наприклад, у ехо-камері SSD 630 фірми ALOKA (1991).

Істотним недоліком перетворювачів, що складаються з матриці полоскових чи кільцевих елементів, є, як відомо, відносно велика величина решітчастих максимумів (бічних пелюстків). Якщо  $A_1/A_0$  – відношення амплітуди першого і центрального максимумів при безупинному випромінюванні, то при імпульсному його можна оцінити по формулі

$$P_{1 \text{ отн}} = (A_1/A_0)(\sqrt{\pi} \tau f_0/N). \quad (3.44)$$

Для розглянутого вище ЭТС – ЭЛ – 01 коефіцієнт при  $A_1/A_0$  для перетворювача зі смугою від 2.5 до 10 МГц та  $f_0=6.3$  МГц для  $N=10-20$  він дорівнює 0.14 – 0.07, тобто інтенсивність бічних пелюстків значно зменшується.

Прийом в смузі частот 2.5 – 10 МГц через загасання в біологічних тканинах ВЧ частини спектра привів би до її звуження, а, отже, до збільшення тривалості імпульсу в міру збільшення глибини.

Тому обов'язковою умовою прийому ехо-сигналу є його фільтрація в більш вузькій смузі, середня частота якої повинна зменшуватися в часі відповідно до глибини зондування. При цьому зменшується і розрішаючи здатність (ширина пучка збільшується) відповідно до вираження для ширини полоскового пучка у фокусі:

$$2x_{0.7}=0.89 \lambda (F/D), \quad (3.45)$$

де  $\lambda$  - довжина хвилі,  $D$  – апертура п'єзоприйомної групи елементів. У ехоскопах SIGMA така фільтрація здійснюється багаточастотним процесором.

Приведемо деякі результати розрахунку передатних функцій широкосмугових п'єзоперетворювачів (рис.3.14), оптимізованих на основі моделі зв'язаних електро-механічних контурів.

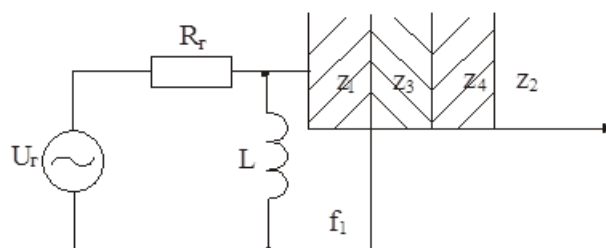


Рис.3.14 Схема п'єзоперетворювача:  $z_0=2.5 \cdot 10^7$  Па с/м;  $z_2=1.5 \cdot 10^6$  Па с/м,  $kt=0.55$



### 3.5.1. Одношарова акустична система

Під час відсутності шарів така електро-механічна система може розглядатися як два зв'язаних коливальні контури, а її передатна функція при оптимальному значенні параметра  $Q = \omega_0 C_0 R_T$  має майже П-образну форму зі смугою

$$\Delta f/f_0 = 1.3 k_t, \quad (3.46)$$

де  $C_0$  – статична ємність п'єзоперетворювача, а  $k_t$  – коефіцієнт електромеханічного зв'язку. При  $k_t = 0.55$   $\Delta f/f_0 = 71.5\%$ . Ідея методу розширення цієї смуги в область великих частот полягає в тому, щоб частоту четвертьхвильового резонансу шаруючи розташувати вище границі зазначеної смуги. Вона вибиралася рівної:

$$f_{\text{сл}}/f_0 = 1 + (1 - f_{\text{II}}/f_0) = 2 - (1 - 0.5k_{\text{св}}^2 - k_{\text{св}})^{1/2}, \quad (3.47)$$

де  $k_{\text{св}} = 1/(1 + \pi^{2/8} k_t^2)^{1/2}$ ,  $f_{\text{II}}$  – нижня власна частота зв'язаних контурів при відсутності  $R_T$  і акустичного навантаження  $z_2$  для випадку: парціальна частота I-го контуру  $f_1 = f_0(1 - k_{\text{св}}^2)^{1/2}$ , а II-го –  $f_2 = f_0$ . Для  $k_t = 0.55$ ,  $f_{\text{сл}}/f_0 = 1.39$ , так що хвильова товщина шару на частоті  $f_0$  дорівнює  $n_{\text{сл}} = 0.25(f_{\text{сл}}/f_0) = 0.18$ . З умови рівності динамічного опору перетворювача із шаром на частоті  $f_{\text{сл}}$  динамічному опору на частоті  $f_0$ , де вплив шару вже не позначається, одержуємо значення  $z_{\text{сл}} = z_3 = 0.35z_0$ . Для перевірки оптимальності товщини шару передатні функції розраховувалися також для значень  $n_{\text{сл}} = 0.16$  і  $n_{\text{сл}} = 0.20$  на 10% менших і великих  $n_{\text{сл}} = 0.18$ .

Результати розрахунку представлені на рис. 3.15, а, б кривими 1, 2, 3. Функція  $\varphi_i(x)$  при  $n_{\text{сл}} = 0.18$  приведена також при  $Q = \infty$  (рис. 3.15, в) з рис. 3.15 випливає: 1) значення  $n_{\text{сл}} = 0.18$  дійсно є оптимальним; 2) ширина смуги на рівні  $\varphi_i(x) = 0.7 \varphi_{i \text{ max}}(x)$  дорівнює 100%, що в 1.39 разів більше 71.5%; 3) передатна функція п'єзоприймача при  $Q = \infty$  сильно неоднорідна з

$\varphi_{и\text{ max}} = 1.13 \gg 0.21$  – максимуму при  $Q_{\text{опт}}$ ; 4) максимум  $\varphi = \varphi_{и} \varphi_{п}$  у режимі ехо-сигналу дорівнює 0.023.

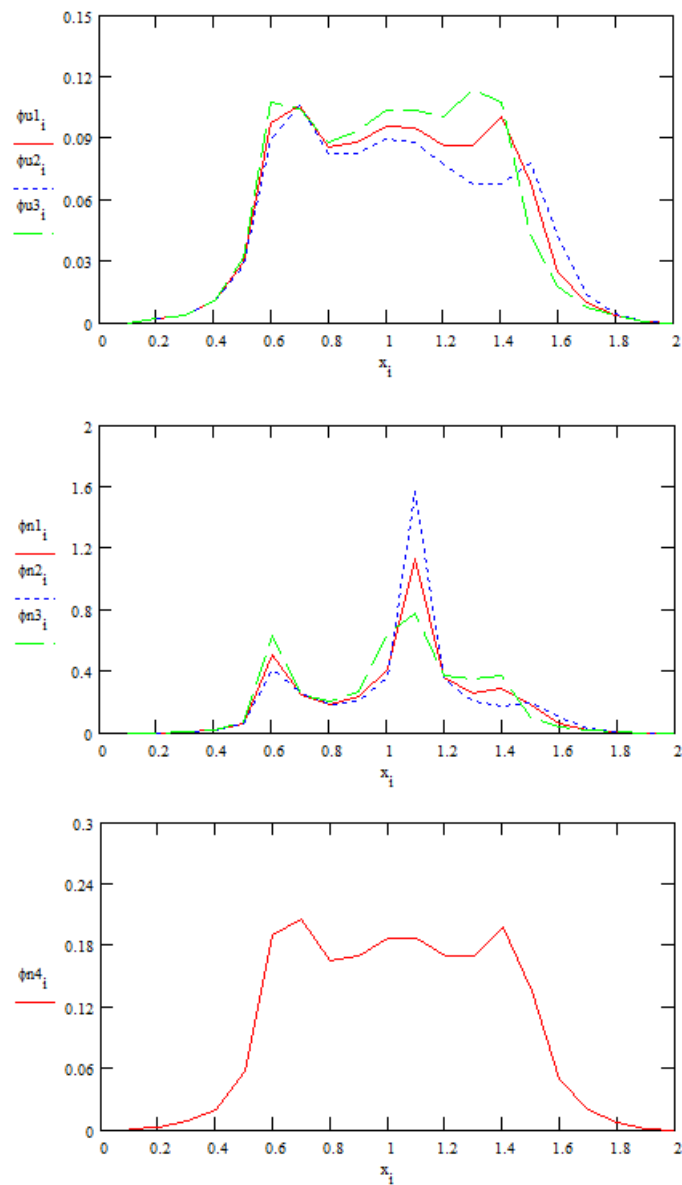


Рис.3.15 Передатні функції одношарової акустичної системи

### 3.5.2. Двошарова акустична система

Величина рівнобіжної індуктивності вибирається так, що парціальна частота I контуру дорівнює  $f/f_0 = f_{1/2}/f_0 = 0.45$ , а хвильова товщина четвертьхвильового резонансу шарів близької до  $f_1$ . На частоті  $0.5f_1$  шари виявляються напівхвильовими і не змінюють імпедансу навантаження перетворювача. Хвильові опори шарів вибираються близькими до опорів

біноміального трансформатора. Для перевірки оптимальності частот  $0.45f_0$  розраховувалися так само варіанти  $0.4f_0$  і  $0.5f_0$  на 11% менше і більше  $0.45f_0$ .

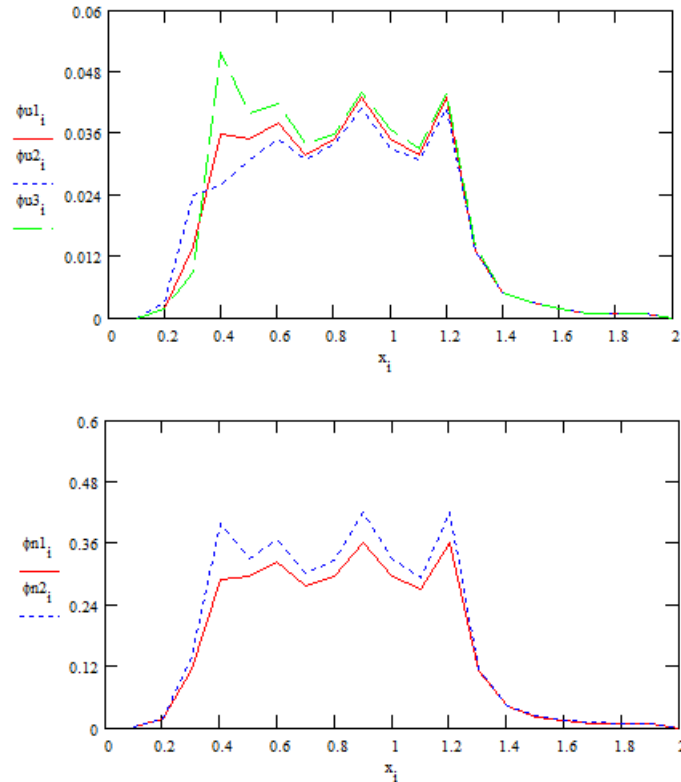


Рис.3.16 Передатні функції двошарової акустичної системи

Результати розрахунку представлені на рис. 3.16, а, б кривими 1, 2, 3. З рис.3.16 випливає: 1) значення  $0.45f_0$  дійсно є оптимальним; 2) ширина смуги на рівні  $\varphi_i(x)=0.7\varphi_{i\max}$  дорівнює 100%, але розширена вона у бік низьких частот; 3) передатна функція п'єзоприймача майже не залежить від шунтування опором; 4) максимум передатної функції в режимі ехо-сигналу дорівнює 0.016. При виборі верхньої частоти  $f_b=1.29f_0=10.5$  МГц ( $f_0=7.8$  МГц)  $f_n=0.29f_0=2.3$  МГц, що майже збігається зі смугою ехоскопов SIGMA 1, SIGMA 21.

Становить інтерес розглянути також принцип побудови універсального перетворювача на основі середньосмугового з використанням збудливих електричних імпульсів спеціальної форми. Цей метод розглядався якісно в [17] для випадку вузькосмугових (недемпфованих) роздільних

п'єзовипромінювачів і приймачів. Короткий акустичний імпульс виходив за рахунок порушення в перетворювачах декількох перехідних процесів, що частково компенсують один одного. Оптимізація здійснювалася в експерименті підбором форми і тривалості електричного імпульсу. У цікавлячому нас випадку потрібно чисельний розрахунок форми акустичного імпульсу або з використанням комплексних спектрів збудливого імпульсу і передатної функції середньосмугового перетворювача і перетворення Фур'є, або форми електричного імпульсу й імпульсної характеристики й інтеграла Дюамеля (згортки цих функцій).

Для прийому ехо-сигналу на середніх частотах у діапазоні частот випроміненого акустичного імпульсу робочий частотний діапазон п'єзоприймача необхідно розширити і підвищити чутливість на частотах, далеких від резонансної. Це можна зробити компенсацією ємності  $C_0$  на кожній робочій частоті паралельною індуктивністю, рівною  $L_k = 1/\omega_k^2 C_0$  ( $C_0$  – ємність затиснутої п'єзопластини). При цьому модуль чутливості на частоті компенсації  $x_k = f_k/f_0$  дорівнює:

$$K_{\Pi}(x_k) = (l_0/\epsilon_{33})\Phi_{\Pi}(x_k) , \quad (3.48)$$

де:

$$\Phi_{\Pi}(x_k) = 1/\sqrt{1 + (z_2/2z_0)\operatorname{ctg}(\pi x_k/2)} , \quad (3.49)$$

$z_0, z_2$  – хвильові опори п'єзопластини і біологічної тканини ( $z_2 = 1,5 \cdot 10^6$  Па с/м).  $\Phi_{\Pi}(x_k) \approx 1$  у діапазоні  $0,1 < x_k < 1,9$  і різко спадає до 0 при  $x_k=0$  і  $x_k=2$ , де ефективність перетворювача нульова. Крім розширення діапазону необхідно розширити до  $\Delta f/f_k \approx 0,2$  смугу прийнятих частот ехо-сигналу. Це можна зробити за допомогою згоджувальних шарів. Варто помітити, що тут вираз для  $K_{\Pi}(x_k)$  не є передатною функцією, тому що змінною є не тільки частота  $x_k$ , але і параметр ланцюга  $L_k$ . Передатна функція при фіксованому  $L_k$  значно вузьче діапазону  $\Delta x_k \approx 1,8$  і визначає смугу прийнятих частот.

### 3.6. Експериментальне дослідження макетного зразка широкосмугового ультразвукового терапевтичного випромінювача

Ультразвукові випромінювачі використовуються в апаратах для лікування цілого ряду захворювань: периферичної нервової системи, опорно-рухового апарата, внутрішніх органів, стоматологічних, акушерсько-гінекологічних, а також очних. Відповідно до цього є велика розмаїтість серійних вітчизняних випромінювачів з ефективною площею випромінювання від 0.5 до 4 див<sup>2</sup> і фіксованої для кожного випромінювача частотою: 0.88 чи 2.64 МГц. Інтенсивність випромінювання, за ГОСТом, не перевищує 1 Вт/см<sup>2</sup> в імпульсному і 0.5 Вт/см<sup>2</sup> у неперервному режимах. Припустима інтенсивність західних терапевтичних випромінювачів ультразвуку, згідно [30], у три рази більше.

Найбільш розповсюдженим способом введення УЗ енергії в тіло пацієнта є контактний, коли п'єзовипромінювач прикладається безпосередньо до шкіри людини. Іншим способом є введення за допомогою акустично прозорого мішка з водою, що може приймати форму поверхні тіла, що опромінюється. Під час процедури перетворювач, у залежності від інтенсивності, може утримуватися в одному чи положенні безупинно переміщатися над оброблюваною областю. При будь-якій можливості необхідно уникати режиму стаціонарного випромінювання, оскільки можливе утворення стоячих хвиль і «гарячих крапок», що можуть привести до локальних ушкоджень [27]. У випадку безпосереднього контакту випромінювача зі шкірою вона знаходиться в області ближнього поля перетворювача, у якому є різкі максимуми інтенсивності, і, якщо УЗ пучок не переміщається чи постійно переривчасто, то можуть бути отримані високі дози опромінення. Отже, у загальних випадках необхідний широкосмуговий УЗ випромінювач.

Одержання необхідної широкосмуговості за допомогою тильного демпфірування для терапевтичних випромінювачів є неприйнятним.

Широкопосмуговість з десятикратним відношенням верхньої і нижньої частот діапазону в мегагерцовому діапазоні була отримана в різнотовщинних перетворювачах, що знайшли застосування в імпульсній дефектоскопії [47]. Однак, для цілей УЗ терапії такі перетворювачі принципово не підходять, тому що різні крапки в перетині створюваного ними пучка опромінюються різними частотами і з різною інтенсивністю.

Аналітичні методи розрахунку й оптимізація широкопосмугових випромінювачів для УЗ сканерів на основі рівнотовщинних п'єзокерамічних пластин з акустичними згоджувальними шарами і коригувальними електричними ланками розглядалися в [27]. В даний час пропозиції широкопосмугових придатних для терапевтичних цілей випромінювачів відсутні.

У дійсному розділі приводяться результати розробки, створення й експериментального дослідження макетного зразка широкопосмугового терапевтичного випромінювача зі смугою  $1 \div 3$  МГц. У процесі роботи використовувалися наступні методи дослідження: 1) математичне моделювання за допомогою ПК одномірної моделі пластинчастого перетворювача з різними параметрами, що враховують технологію виготовлення; 2) вимір АЧХ коефіцієнта передачі по потужності по методу двох вольтметрів і фазометра, що дозволяють виявляти двовимірні коливання; 3) вимір споживаної випромінювачем електричної потужності за допомогою спеціального ВЧ ваттметра; 4) вимір випромінюваної у воду акустичної потужності за допомогою різних радіометрів.

Коефіцієнт передачі по потужності  $\Pi_i$  звичайно використовується як розрахункову величину електромеханічних чотиріполіусників і дорівнює:

$$\Pi_i = P_{ак} / P_r \leq 1, P_r = U^{2/8} R_r, \quad (3.50)$$

де  $P_r$  - потужність, передана генератором у погоджену з ним навантаження;

$P_{ак}$  - випромінювана акустична потужність (у випадку одномірних коливань пластини по товщині вона збігається з переданою їй електричною потужністю).

При цьому потужність, що відбирається від ВЧ генератора з внутрішнім опором  $R_r$ , дорівнює

$$P_{\Sigma} = P_r + P_{ак} = P_{ак}(1 + 1/\Pi_i). \quad (3.51)$$

Звідси випливає, що при  $\Pi_i = \Pi_{імах} = 1$ ,  $P_{\Sigma} = 2P_{ак}$ , а при

$\Pi_i \ll 1$  -  $P_{\Sigma} \gg P_{ак}$ .

Вузькосмугові терапевтичні випромінювачі звичайно зроблені у виді дисків з високочастотної п'єзокераміки, поміщеної у водонепроникну оболонку з Al чи нержавіючої сталі; зворотна сторона диска граничить з повітрям [30]. Робочою для них є частота електричного резонансу, на якій величина еквівалентного електричного опору п'єзоперетворювача  $R_p$  пропорційна акустичному навантаженню. При зменшенні навантаження в результаті погіршення контакту  $R_p$  зменшується, а в результаті перерозподілу напруги між  $R_r$  і  $R_p$  зменшується і напруга на перетворювачі. Це використовується для контролю акустичного контакту і переривання відліку часу по таймері, по якому визначають сумарну дозу опромінення. У широкосмуговому випромінювачі такий метод контролю не застосовують. Тому при його розробці необхідно передбачити інший.

На підставі аналізу методів побудови широкосмугових п'єзоелектричних випромінювачів, вимог до діапазону і потужності випромінювачів, а також до застосовуваних матеріалів, була розроблена система, що складається з п'єзоперетворювача з великою механічною добротністю і коефіцієнтом електромеханічного зв'язку з одним згоджувальним шаром і двома коригувальними ланками. Оптимізуємими

параметрами виявилися: товщини п'єзопластини і згоджувального шару ; резонансні частоти першого і другого коригувальних ланок; величина ємності другої ланки; величина внутрішнього опору резонансу  $R_r$ .

На рис.3.17 приведені АЧХ Пі для випадків оптимальних товщин згоджувального шару (1) і  $R_r$ , і відрізняється на 7% у меншу (2) і більшу (3) сторони товщини під час відсутності коригувальних ланок. Товщина сполучного шару приймається рівною нулю. Мінімально припустима товщина цього шару визначалася розрахунком двошарової згоджувальної системи для різних його товщин.

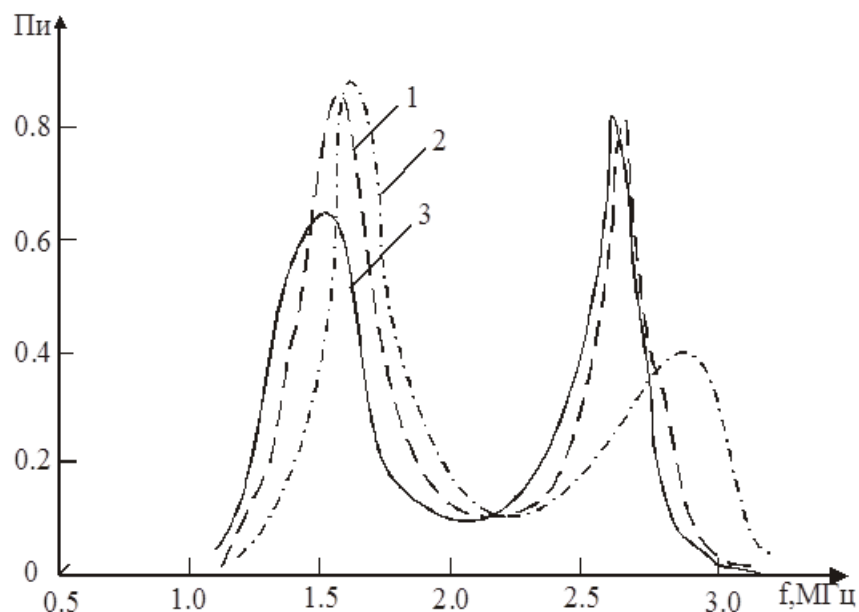


Рис.3.17 АЧХ Пі для випадків оптимальних товщин згоджувального шару (1) і  $R_r$ , і відрізняється на 7% у меншу (2) і велику (3) сторони товщини під час відсутності коригувальних ланок

На рис.3.18 приведені АЧХ Пі для випадків оптимальних товщин згоджувального шару і  $R_r$  під час відсутності коригувальних ланок (1), при додаванні першого (2) і двох (3) ланок з оптимальними параметрами.



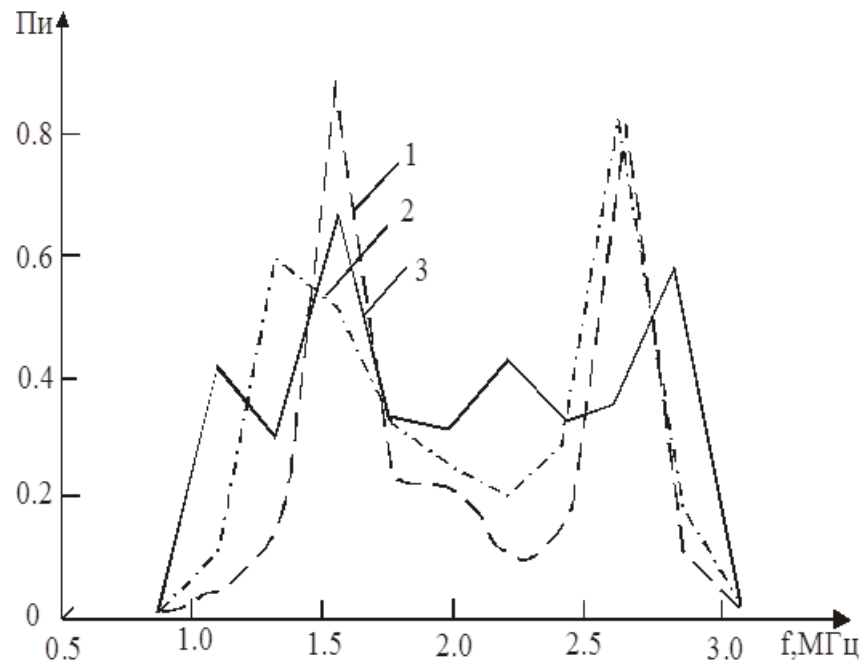


Рис.3.18 АЧХ  $\Pi_i$  для випадків оптимальних товщин згоджувального шару і  $R_{\Gamma}$  під час відсутності коригувальних ланок (1), при додаванні першого (2) і двох (3) ланок з оптимальними параметрами

На рис.3.19 приведені оптимальна розрахункова (1) і отримані при дискретній зміні одного з параметрів другої ланки залежність від частоти випромінюваної потужності при малому значенні напруги генератора  $U$ . Видно, що підбором параметра ланки ці залежності можна зблизити.

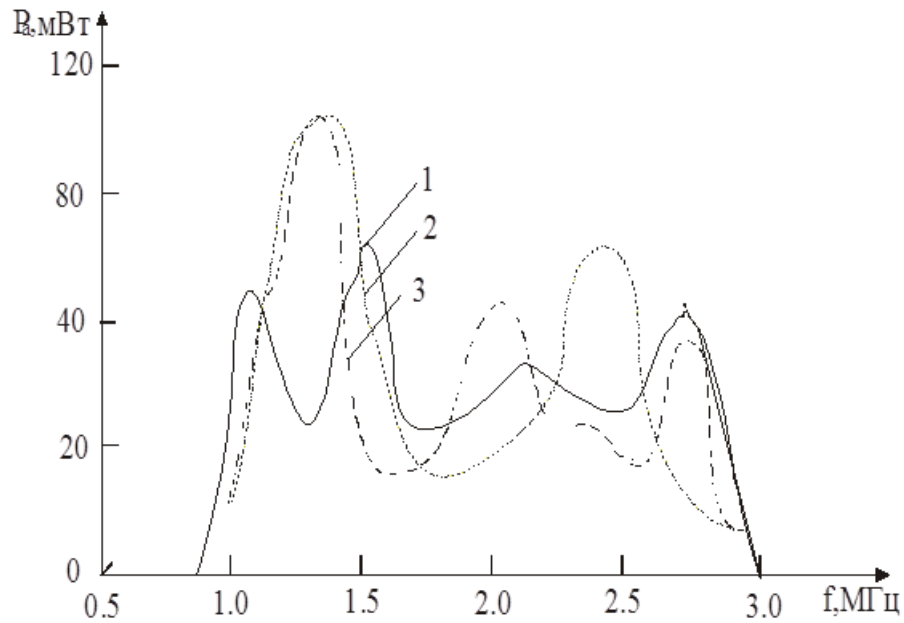


Рис.3.19 Частотна залежність випромінюваної потужності при малому значенні напруги генератора  $U_g$

Ступінь нерівномірності АЧХ у формованій смузі частот, як і у випадку смугових електричних фільтрів, істотно залежить від величини опору  $R_g$ . Для демонстрації цього на рис.3.20 приведена експериментальна АЧХ відносини вимірюваної потужності до квадрата напруги генератора при параметрах випромінювача, близьких до оптимальних, але при  $R_g=0$ , отримана при малих (1) і великих (2) значеннях  $U_g$ . У цьому випадку вся активна потужність, що відбирається від генератора, переходить у випромінювану, але нерівномірність АЧХ велика. Видно, що в смузі 1÷3 МГц спостерігаються 4 чітко виражених піки приблизно однакової величини (1), так що в цьому режимі випромінювач може використовуватися як чотирьохчастотний з частотою, що переключається. При цьому його ефективність на частоті 3 МГц набагато вище, ніж ефективність на третій гармоніці вузькосмугового випромінювача з основною частотою 1 МГц, що, як відомо, у 9 разів менше, ніж на першій. Крім того ширина відповідного піка значно більше, ніж у вузькосмугового випромінювача, що забезпечує попадання в неї частоти генератора при зміні, наприклад, температури.

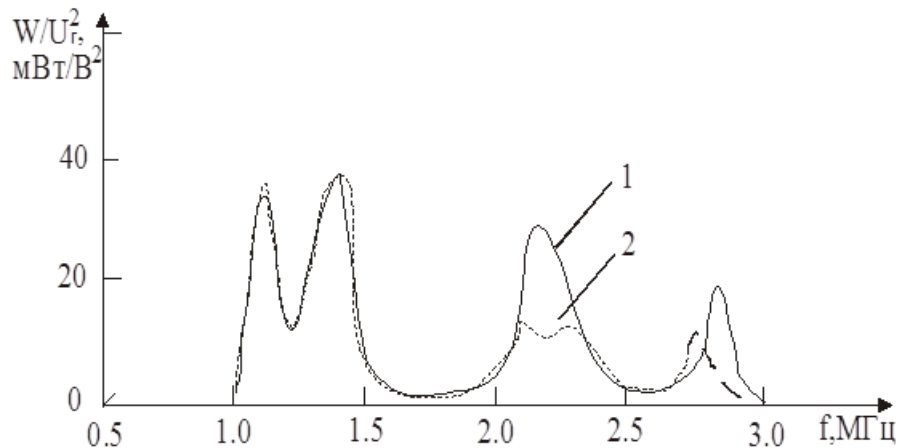


Рис.3.20 Експериментальна АЧХ відносини вимірюваної потужності до квадрата напруги генератора при параметрах випромінювача, близьких до оптимальних, але при  $R_r=0$ , отримана при малих (1) і великих (2) значеннях  $U_r$

Цікавий факт виявлений при порівнянні АЧХ при малих і великих значеннях  $U_r$ . З рис. 3.20 видно, що висота піка в області 2.2 МГц при великих значеннях  $U_r$  у 2.7 рази менше, ніж при  $U_r$  в 5 разів меншому. Факт обмеження випромінюваної потужності при виникненні кавітації відомий. Однак резонансний характер такого явища має потребу в додатковому з'ясуванні.

На рис.3.21 приведені АЧХ відношення  $P_{ак}/U_r^2$  (1) і величина споживаного струму при  $U_r=\text{const}$  (2), а також середнє по смузі частот значення  $P_{ак}/U_r^2$  при  $U_r=\text{const}$  для близьких до оптимальних параметрів випромінювача. З них видно, що АЧХ споживаного струму не корелює з АЧХ акустичної потужності, як у випадку перетворювача, що працює на одній частоті. З цього випливає, що широкосмуговий випромінювач не може бути погоджений з генератором у всій смузі частот, а напруга на перетворювачі не може служити для індикації акустичного контакту зі шкірою людини.

З величини середнього значення можна визначити напругу генератора, необхідну для одержання заданої акустичної потужності.

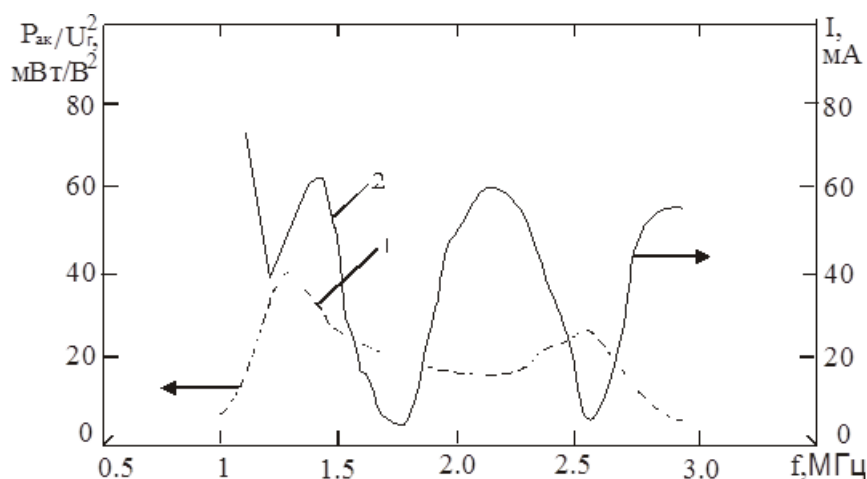


Рис.3.21

(1)- АЧХ відношення  $P_{ак}/U_{г}^2$ ; (2)- величина споживаного струму при  $U_{г} = \text{const}$

Порівняння розрахункових і обмірюваних за допомогою радіометра і методу двох вольтметрів з фазометром АЧХ показують, що двовимірні коливання в диску не збуджуються. Це можна пояснити наявністю згоджувального шару з відносно великим акустичним хвильовим опором.

Розроблений терапевтичний випромінювач не має аналогів у літературі і може бути використаний для проведення лікувальної процедури без його переміщення, особливо при максимально припустимих інтенсивностях, що у закордонних ультразвукових апаратах у три рази вище, ніж у вітчизняних. Споживана ВЧ потужність не перевищує потужності, виготовлених рядом закордонних фірм, двухчастотних апаратів, що працюють крім основної частоти товщинних коливань п'єзодиска також на його третій гармоніці.

### 3.7. Висновки

Методом комбінації перехідних характеристик на ПК показана можливість випромінювання і розраховані амплітуда і форма короткого (полуперіодного) УЗ імпульсу зі смугою частот  $\Delta f/f_0 \approx 2$  шляхом порушення резонансного недемпфованого перетворювача з двома акустичними шарами, електричним імпульсом східчастої форми, а методом

інтеграла Дюамеля - також одноперіодного імпульсу шляхом збудження трапецеїдальним імпульсом.

Показано можливість фільтрації широкосмугового ехо-сигналу і зміни середньої частоти фільтруючої смуги шляхом компенсації ємності перетворювача зі згоджувальними шарами, паралельною індуктивністю і за допомогою широкосмугового процесора.

Розроблений, створений і експериментально досліджений макетний зразок широкосмугового терапевтичного випромінювача зі смугою  $1 \div 3$  МГц, що складається з п'єзоперетворювача з великою механічною добротністю і коефіцієнтом електромеханічного зв'язку з одним згоджувальним шаром і двома коригувальними ланками. Розроблений терапевтичний випромінювач не має аналогів у літературі і може бути використаний для проведення лікувальної процедури без його переміщення особливо при максимально припустимих інтенсивностях.

## РОЗДІЛ 4

### ДИНАМІЧНЕ ФОКУСУВАННЯ УЛЬТРАЗВУКУ В ШИРОКОСМУГОВИХ МЕДИЧНИХ ЕХОСКОПАХ З ЧАСТОТНИМ СКАНУВАННЯМ

#### 4.1. Динамічне фокусування ультразвукового пучку, формованого лінійною матрицею п'єзоелементів

Багатоелементність перетворювача дозволяє здійснювати електронне фокусування УЗ пучка. Для цього в кола, що з'єднують елементи матриці з джерелом порушення в режимі випромінювання, і суматора ехо-сигналів у режимі прийому, включаються лінії затримки перемінної довжини, що зменшується від центра до краю матриці (рис. 4.1).

Для моделі ґрат, що складається з  $N$  (для простоти-непарного) числа лінійних джерел, що знаходяться на відстані  $T$  одне від одного, затримка сигналу, що вводиться в  $j$ -ий елемент ( $1 \leq j \leq N$ ), дорівнює

$$t_{zj} \cong \frac{1}{2cF} (x_{1,N}^2 - x_j^2) \quad (4.1)$$

де

$$x_j = (2j - N - 1) \cdot \frac{T}{2}, \quad -\left(\frac{N-1}{2}\right)T \leq x_j \leq \left(\frac{N-1}{2}\right)T; \quad (4.2)$$

де  $c$  - швидкість звуку в середовищі;

$F$  - відстань до крапки геометричного фокуса (фокусна відстань).

При беззупинній зміні довжини ліній затримки в процесі прийому ехо-сигналів реалізується режим динамічного фокусування ультразвукового пучка. При цьому ширина пучка у фокусі для моделі поля пучка у виді циліндричного хвильового фронту, що сходиться

$$2x_{0,7} = 0.89\lambda(F/D), \quad (4.3)$$

де  $\lambda = c/f$  - довжина хвилі в середовищі;  $f$  - частота УЗ;  $D$  - апертура (рис.4.2).

Якщо  $F/D$  залишається постійним, тобто одночасно з затримкою змінюється і  $D$ , то залишається постійною і ширина пучка в геометричному фокусі.

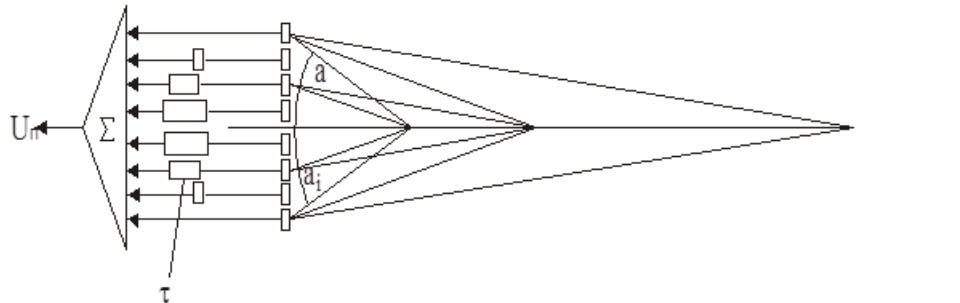


Рис.4.1 Динамічне фокусування ультразвукового пучка матриці п'єзоелементів за допомогою ліній затримки перемінної довжини

Звичайно в сучасних ехоскопах зміна  $F$  і  $D$  здійснюється дискретно, а число переключень вибирається таким, щоб пучок складався з фокальних зон, ділянок променя, на краях яких його ширина в  $n$  раз більше, ніж у фокусі.

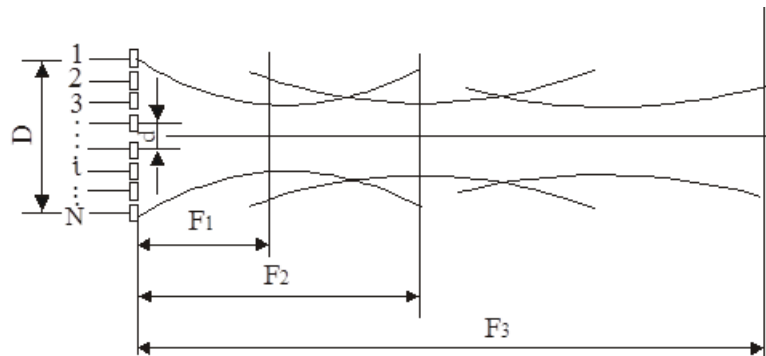


Рис.4.2 Форма ультразвукового пучка матриці п'єзоелементів при фокусуванні послідовно на три фокусні відстані  $F_1, F_2, F_3$ :

$D$  і  $d=D/N$  – апертура і крок матриці, відповідно;  $N$  – число елементів

На рис.4.3 представлений результат розрахунку форми реального пучка при динамічному фокусуванні з чотирма фокусними відстанями, для перетворювача, що складає з акустично ізольованих полоскових п'єзоелементів шириною  $t=0.37$  мм із зазором  $0.005$  мм, об'єднаних у групи по 4, так що ширина групи  $d=1.5$  мм; з резонансною частотою толщинних коливань  $f_0=5$  МГц ( $\lambda=0.3$  мм,  $d/\lambda=5$ ); із  $F_i/D_i=4,67$ ;  $F_1=35$  мм,

$N_1 = 5, D_1 = 7.5 \text{ мм}; F_2 = 56 \text{ мм}, N_2 = 8, D_2 = 12 \text{ мм}; F_3 = 84 \text{ мм}, N_3 = 12, D_3 = 18 \text{ мм};$   
 $F_4 = 112 \text{ мм}, N_4 = 16; D_4 = 24 \text{ мм}.$

Звичайно в сучасних одночастотних ехоскопах зі змінними перетворювачами, розрахованих на зондування на малу ( $f_0 = 3.5 \text{ МГц}$ ), середню ( $f_0 = 5 \text{ МГц}$ ) і велику глибину ( $f_0 = 3.5 \text{ МГц}$ ) зондування, число зон динамічного фокусування прийомного пучка не перевищує 19. При цьому є можливість ручного переключення фокуса в режимі випромінювання числом до  $\sim 8$ .

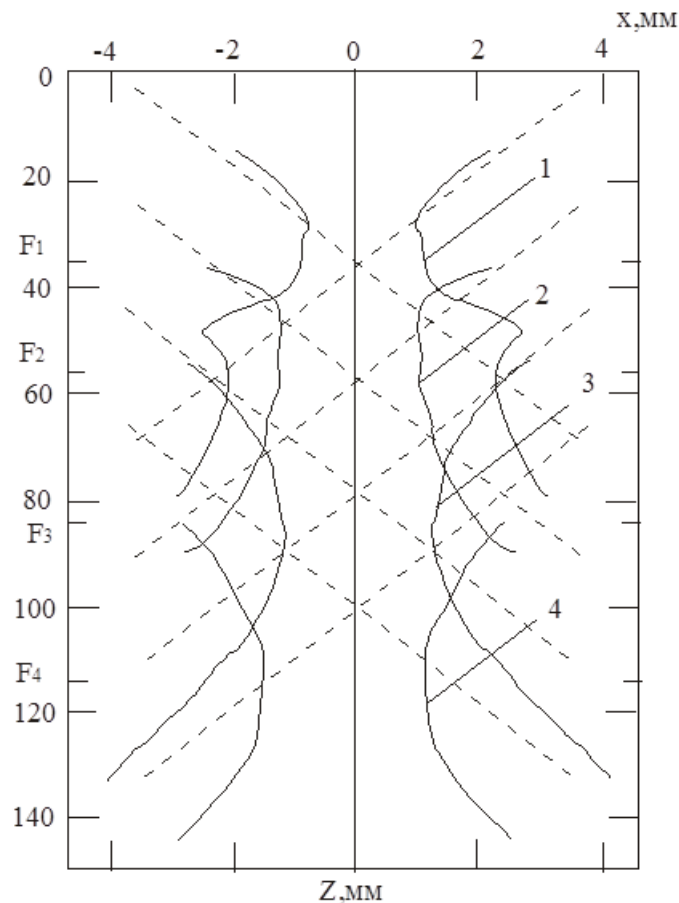


Рис.4.3 Результати розрахунку форми пучка при динамічному фокусуванні з чотирма фокусними відстанями

Число  $N$  у (4.2) є і число ліній затримки, і число каналів, що комутуються. Тому воно звичайно не перевищує 30. Зі співвідношення  $N = D/d$  ( $d$  і  $D$  дивися вище) випливає, що  $d > D/30$ . Якщо на ширині  $d$



укладається кілька довжин УЗ хвиль (стандартні перетворювачі), то така група елементів являє собою спрямовану акустичну лінійну антену і порушуваний чи прийнятий хвильовий фронт, не є ідеальним циліндричним хвильовим фронтом, що сходиться. Передбачається, що це викликає визначені перекручування зображення. Щоб уникнути їх в окремих ехоскопах, як впливає з рекламних проспектів, застосований перетворювач надвисокої щільності елементів. Кількісно, як показано в [21], його можна характеризувати нерівністю

$$N > \sqrt{\frac{2F}{\lambda}} \quad (4.4)$$

При його виконанні форма і параметри пучка, розраховані для лінійної матриці плоских п'єзoeлементів на ПК, близькі до форми і параметрів для циліндричного фронту. На рис. 4.4 з [15] показана границя пучка: 1-отримана за рівнем тиску 0.5 від тиску в центрі пучка; 2-отримана з умови сталості потужності і припущення, що інтенсивність у поперечному перерізі розподілена рівномірно, так що  $p^2(z)x_{0,5}(z) = p_{\text{макс}}^2 \cdot x_{\text{мин}}$  чи

$$x_{0,5}(z) = \frac{x_{\text{мин}}}{\left( \frac{p(z)}{p_{\text{макс}}} \right)^2} \quad (4.5)$$

3-утворена крайніми променями від апертури при геометричному фокусуванні. Форма пучка розрахована для наступних параметрів перетворювача:

$$f_0 = 7 \text{ МГц}, \quad F=50 \text{ мм}, \quad T=t+\Delta = 0.14, \quad n=1(d=0.14), \quad N=88, \quad D=d=12.3 \text{ мм}, \\ d/\lambda = 0.64, \quad z_6 = D^2/4\lambda = 171 \text{ мм} - \text{довжина ближньої зони}, \quad F/D = 4,$$

$$N = 88 > \sqrt{2F/\lambda} = 22.$$

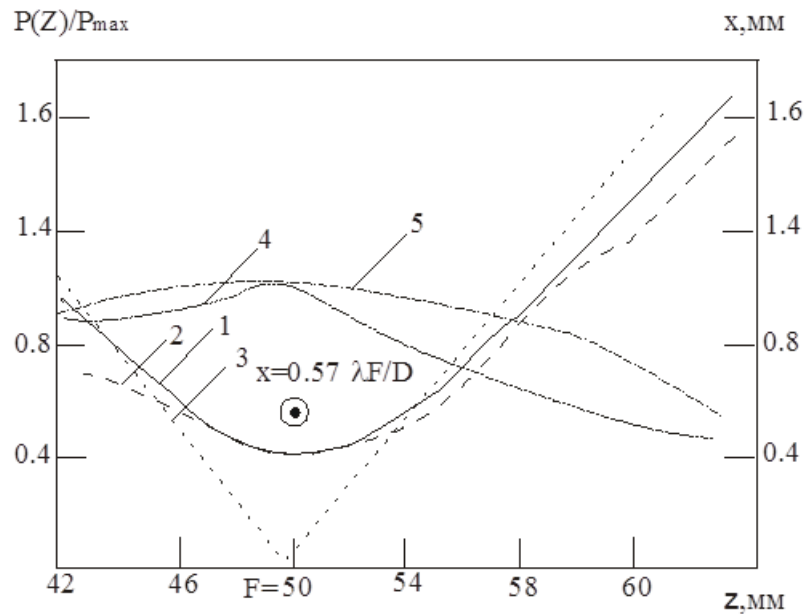


Рис.4.4 Границя ультразвукового фокусуемого пучка, розрахована по:  
 1 – рівню тиску 0.5 від тиску у фокусі; 2 – з умови сталості потужності;  
 3 – утворена крайніми променями від апертури при геометричному фокусуванні,  $N=88$ ;  
 4 – розподіл тиску по осі  $z$  для лінійної матриці плоских п'єзоелементів;  
 5 – розподіл тиску по осі  $z$  для нескінченного циліндричного фронту;  
 ⦿ - напівширина пучка в геометричному фокусі, розрахована по формулі (4.3)

На рис. 4.5 з [16] показана розрахована аналогічно границя пучка для випадку:  $N = 22 \cong \sqrt{2F/\lambda} \cong 22$ , і тих же параметрів, крім  $T=0.28$ ,  $n=2$  ( $d=0,56\text{mm}$ ),  $N=22$ ,  $d/\lambda = 2.5$ .

З порівняння малюнків видно, що:

1) мінімальна ширина пучка в першому випадку близька до розрахованої по формулі (4.3), а у другому - у 1.6 рази більше;

2) довжина фокальної зони між границями  $z_{x_{\text{гр}}} / z_{x_{\text{мин}}} = 2$ , - навпаки; у стільки ж раз більше.

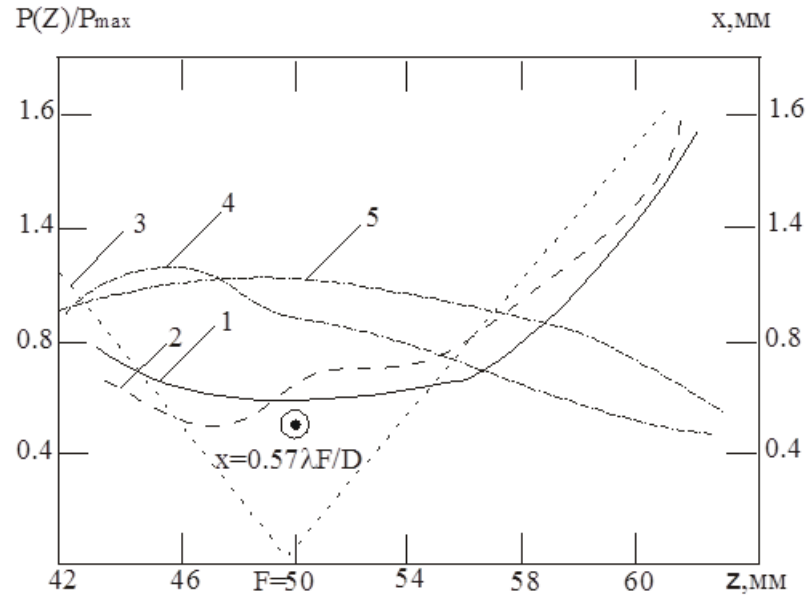


Рис.4.5 Границя ультразвукового пучка, розрахована для  $N \cong 22$

Ефект розширення фокальної зони проміня, формованого перетворювачем із плоских елементів, за умови  $N < \sqrt{2F/\lambda}$  теоретично й експериментально досліджувався в [15] на ехоскопі ЕТС-ЕЛ-01. Його перетворювач являє собою лінійну матрицю 80 акустично та електрично ізольованих елементів шириною  $d=1,5\text{мм}$ , розташованих майже впритул один до одного. УЗ пучок формується групою  $N$  елементів, на які подаються високочастотні імпульси з  $f_0=3,5\text{МГц}$  і тривалістю  $\tau < 2\text{мкс}$  і з яких знімаються ехо-імпульси. Ці імпульси подаються через лінії затримки на суматор, забезпечуючи електронне фокусування в одній із двох крапок фокуса, як при випромінюванні, так і прийомі. При  $F_1=70\text{мм}$   $N_1=12$ , а при  $F_2=110\text{мм}$   $N_2=18$ . У цих випадках

$$N_1 = 12 < \sqrt{2F_1/\lambda} = 18, N_2 = 18 < \sqrt{2F_2/\lambda} = 23 \quad (4.6)$$

Форма проміня, фокусуемого в крапку  $F_1=70\text{мм}$  приведена на рис. 4.6. Суцільні лінії на границі заштрихованої області позначають розраховані й експериментально обмірювані границі пучка, що збігаються. Суцільні лінії, що перехрещуються в крапці фокуса, – границі пучка, фокусуемого за

законом геометричної акустики. Пунктирними лініями позначені осі решіткових максимумів (пучків)  $x_p = \lambda z/d$ ; значками  $\nabla$  і цифрами біля них позначені обмірювані координати, і відносні амплітуди ехо-сигналів від одиночного дроту діаметром 0.3мм ( $\lambda=0.43$ мм).

З рис.4.6 видно, що:

1) за умови  $N \approx 12 < \sqrt{2F/\lambda} = 18$  можна одержати УЗ зондувальний пучок, сколіміваний на всій глибині зондування 180 мм;

2) амплітуда решіткових максимумів значно менше амплітуди ехо-сигналів на осі зондувального пучка (для ґрат ненаправлених елементів вони були б рівні);

3) величина решіткового максимуму найменша у фокальній зоні:

-37.5дБ. Це ще значно більше, ніж часто потрібно у високоякісних медичних системах, де рівень бічних пелюстків не повинний перевищувати -60дБ від рівня основного пелюстка [21].

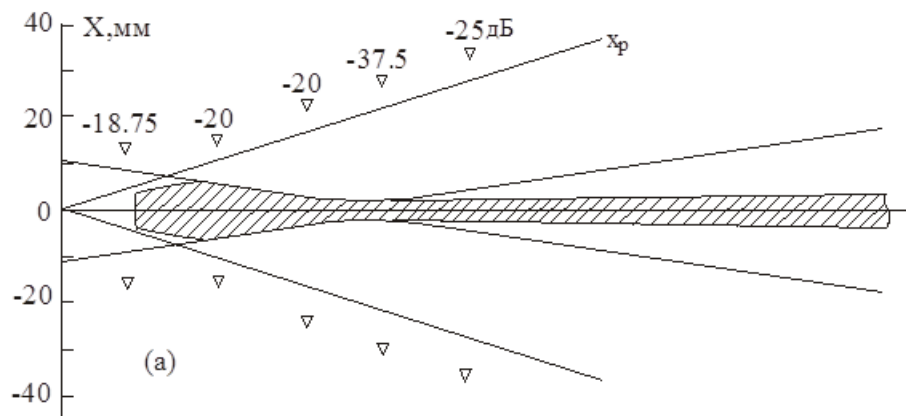


Рис.4.6 Розрахована (суцільні лінії) і обмірювана (границя заштрихованої області) форма ультразвукового пучка

У [21] приведені приклади розрахунків, що показують, що аподизація (див.. §1) у випадку 32 – елементних ґрат ненаправлених елементів приводить до придушення рівня бічних пелюстків (першого – з -13дб до -45дб) і залишає без зміни решіткові максимуми. Зменшення їх при зондуванні короткими уз імпульсами розглядалося в 1 розділі.

#### 4.2. Особливості динамічного фокусування ультразвуку в широкосмугових медичних ехоскопах з частотним скануванням

У сучасних традиційним (одночастотних) ультразвукових ехоскопах використовується режим динамічного фокусування УЗ пучка в процесі прийому ехо-сигналу. Він полягає в тім, що фокус переміщається в часі відповідно до глибини зондування. Звичайне переміщення здійснюється стрибками, так що вся глибина перекривається цілим поруч фокальних зон. Так, наприклад, у ехоскопе із секторним скануванням фірми Тошиба мається 19 фокальних крапок для прийому УЗ хвиль. Додатково фокальні крапки випромінювача переключаються 8 ступіннями ручкою діапазону глибин 4; 6; 8; 10; 12; 15; 19; 24 див.

Одночасно зі збільшенням фокусної відстані збільшується й апертура п'єзоприймача так, щоб залишалася постійної поперечна здатність, що дозволяє, що для моделі пучка у виді циліндричного хвильового фронту що сходиться, визначається вираженням (4.3).

При цьому довжина фокальної зони між рівнями 0.5 від інтенсивності у фокусі (розмір пучка в 2 рази більше розміру у фокусі) виражається співвідношенням

$$2 \Delta z_0 = 6.9 \lambda (F/D)^2. \quad (4.7)$$

При розрахунку параметрів фокусування  $F$  і  $D$  вибирається оптимальне співвідношення між числом зон фокусування і дозволом [10].

Удосконалювання УЗ діагностики привело до появи ехоскопів з універсальними широкосмуговими перетворювачами зі смугою частот, що перекриває весь (від 2.5 до 10.5 МГц) чи половину робочого діапазону УЗ діагностики. Крім універсальності, такі перетворювачі при випромінюванні акустичних імпульсів матрицею смугових елементів дозволяють значно зменшити інтенсивність решіткових пучків.

При прийомі ехо-сигналу, за допомогою багаточастотного процесора, здійснюється його фільтрація більш вузькою смугою, у межах якої зміна його спектра через частотно-залежне загасання в біологічних тканинах незначно. При цьому середня частота смуги може регулюватися і залишатися незмінною на всій глибині зондування, або зменшуватися згодом відповідно до глибини зондування (динамічне частотне сканування), у результаті чого поліпшується здатність, що дозволяє, на малих глибинах, і збільшується глибина зондування. Розглянемо особливості динамічного фокусування.

Розглянемо спочатку перетворювач надвисокої щільності елементів. Від стандартного перетворювача з невеликим числом елементів, що створює східчастий хвильовий фронт, він відрізняється тим, що створює майже ідеальний циліндричний фронт, що сходиться. Кількісно, як показано в [15], його можна характеризувати співвідношенням:

$$N = D/d > \sqrt{2F/\lambda}, \quad (4.8)$$

де  $d$  — ширина одночасно порушуваної групи елементів,  $N$  — число груп елементів в апертурі  $D$ , порушуваних з різними тимчасовими затримками, що забезпечують фокусування в крапку геометричного фокуса. Варто помітити, що фокусування за рахунок фазових затримок у випадку широкосмугових перетворювачів, що випромінюють УЗ імпульси з тривалістю менше періоду коливань, для режиму випромінювання не підходить.

З іншого боку, фокусування пучка можливе тільки в зону Френеля перетворювача, тобто повинні виконуватися умову:

$$D^2/4\lambda > F, \text{ чи } D > \sqrt{4\lambda F}. \quad (4.9)$$

З (4.8) і (4.9) видно, що залежність правої частини цих співвідношень від довжини хвилі  $\lambda$  зворотна: у (4.8) вона зі зменшенням  $\lambda$  збільшується, а в (4.9) — зменшується. Таким чином, усі 4 співвідношення виявляються взаємозалежними, і розрахунок параметрів динамічного фокусування значно ускладнюється навіть для ідеального хвильового фронту. Одна з можливих схем розрахунку пропонується нижче.

Оскільки для одночастотних ехоскопов, що перекривають робочий діапазон, стандартними є частоти 3.5; 5; 7 МГц ( $\lambda = 0.43; 0.3; 0.2$  мм), доцільно вибирати їх для прийому і широкосмугового п'єзоприймача при динамічному частотному скануванні. При цьому кожній частоті відповідає визначена кількість однакових фокальних зон.

При виборі значення  $F/D$  для зони з мінімальною глибиною зондування ( $f = 3.5$  МГц) додатково до умов (4.8), (4.9) приймемо, що апертура  $D$  значно менше довжини перетворювача, який визначається область лінійного сканування, і яка дорівнює близько 100 мм.

Для зони з мінімальною глибиною зондування ( $f = 7.5$  МГц) необхідно, щоб  $N = D/d \gg 1$ , тому що одна група одночасно порушуваних елементів не може фокусувати пучок. Величину  $d$  виберемо з наступних розумінь.

Будемо вважати, що частота механічних коливань по товщині елемента перетворювача дорівнює  $f_0 = 7.5$  МГц. Це відповідає товщині елемента

$$l_0 = v^D / 2f_0. \quad (4.10)$$

Для п'єзокераміки ЦТС-19  $v = 3.63 \cdot 10^3$  м/з і  $l_0 = 0.24$  мм. Відомо, що для усунення поперечних паразитних мод коливань у п'єзопластині цього типу її потрібно розрізати на акустично ізольовані смужки шириною  $b/l_0 \approx 0.6$ , при цьому товщина мода коливань залишається такий же, як і для пластини з великими розмірами. У розглянутому випадку  $b \approx 0.6$   $l_0 = 0.14$  мм. Якщо

врахувати товщину інструмента, що  $\approx$ ріже, 0.06 мм, то ширина щілини складе  $0.06/0.20 = 0.3$  від періоду ґрат, що приведе до появи решіткових пелюстків з відносно великою інтенсивністю (для ґрат лінійних елементів вона дорівнює інтенсивності основного пелюстка). Покладемо  $b \approx l_0 = 0.24$  мм, а  $d = 0.24 + 0.06 = 0.3$  мм.

Ця схема припускає попередню прикидку параметрів. Як ілюстрацію її здійснення приведені табл. 4.1 і 4.2.

У табл.4.1 приведені параметри всіх 7 зон; необхідні як при здійсненні фокусування ( $F_i$ ,  $D_i$ ,  $2x_{0,7}$ ), так і для перевірки застосовності як модель ультразвукового пучка циліндричного хвильового фронту, що сходиться. З табл.4.1 видно, що ця модель застосовна, тому що

$$D_i > \sqrt{4\lambda_i F_i} \quad \text{і} \quad N_i > \sqrt{2F_i/\lambda_i}.$$

Видно також, що  $N_i$  для  $f = 5$  і  $3.5$  МГц перевищує величину  $\sqrt{2F_i/\lambda_i}$  в 2-4 рази. Для числа окремо пересічних каналів з таким же числом затримок це дуже велика величина. Тому доцільно зменшити  $N_i$  для 4 і 5 фокусів у 2, а 6 і 7 у 3 рази, включивши в групу елементів, що живляться синфазно, 2 чи 3 акустично ізольованих елементів. Число таких груп у таблиці позначене  $N_i'$ . Видно, що виконується умова

$$N_i' \approx \sqrt{2F_i/\lambda_i}.$$

У табл. 4.2 приведені в міліметрах координати мінімальної  $z_H=11$  мм і максимальної  $z_K=180$  мм глибин зондованню, границь між зонами  $z_{i,i+1}$  і фокусних відстаней  $F_i$ . Зондування області 0-11 мм можна здійснити через акустично прозорий буфер товщиною 11 мм, включений у корпус перетворювача.



**Таблиця 4.1**  
**Параметри фокальних зон**

F, МГц	7.5			5		3.5	
i	1	2	3	4	5	6	7
$F_i/D_i$	4	4	4	5	5	5	5
$F_i$ , мм	15	27	39	59	86	120	160
$D_i$ , мм	4	7	10	12	17	24	32
$\sqrt{4\lambda_i F_i}$ , мм	3.5	4.6	5.6	8	10	14	17
$N_i$	13	23	33	40	57	80	107
$N_i'$	13	23	33	20	28	27	39
$\sqrt{2F_i/\lambda_i}$	12	17	20	20	24	24	28
$2x_{0,7}$ , мм	0.7	0.7	0.7	1.3	1.3	1.9	1.9

**Таблиця 4.2**  
**Координати фокальних зон**

$z_n$	$F_1$	$z_{12}$	$F_2$	$z_{23}$	$F_3$	$z_{34}$	$F_4$	$z_{45}$	$F_5$	$z_{56}$	$F_6$	$z_{67}$	$F_7$	$z_k$
11	15	21	27	33	39	45	59	72	86	100	120	140	160	180

У випадку виконання зворотного до (4.8) нерівності, тобто

$$N < \sqrt{2F/\lambda}, \quad (4.11)$$

елементи перетворювача є спрямованими антенами, у результаті чого розбіжність пучка після фокуса помітно менше, ніж за законами геометричної акустики, а ширина пучка у фокусі більше, ніж впливає з (4.3) для того ж відношення  $F/D$  [15].

Розрахунок параметрів динамічного фокусування в цьому випадку вимагає рішення рівнянь поля з граничними умовами, заданими на матриці полоскових п'єзоелементів. Можна сказати, що, як і у випадку одночастотного ехоскопа [15], число зон фокусування зменшиться. А зменшення відносини ширини групи елементів  $d$  до сумарної ширини щілин приведе до зменшення амплітуди решіткових максимумів.

### 4.3. Висновки

Розглянуто особливості динамічного фокусування ультразвукового пучка в широкосмугових медичних ехоскопах з частотним скануванням, у яких зондування по всій глибині одночастотних ехоскопов може здійснюватися одним універсальним п'єзоперетворювачем. При цьому випромінювання в широкій смузі частот сполучається з фільтруванням ехо-сигналу більш вузькою смугою, середня частота якої зменшується в часі відповідно зі збільшенням глибини зондування. У результаті поліпшується здатність, що дозволяє, на малих глибинах і збільшується глибина зондування.

Запропоновано одна з можливих схем розрахунку, по якій розраховані параметри фокусування (апертура, фокусна відстань, положення фокальних зон) разом із середньою частотою ехо-сигналу в зонах для перетворювача з лінійним скануванням пучка. Приводиться приклад розрахунку цих параметрів і їхня оптимізація. Для спрощення розрахунку весь діапазон частот і максимальна глибина зондування розбиті на 3 частотних піддіапазону з частотами, що дорівнюють стандартним частотам одночастотних перетворювачів: 3.5 МГц; 5 МГц; 7.5 МГц, і 3 ділянки динамічного фокусування, переключення яких здійснюється синхронно з частотою.

## РОЗДІЛ 5

### ПРИКЛАД РОЗРАХУНКУ П'ЄЗОУТВОРЮВАЧА УЗ СКАНЕРА

#### 5.1. Призначення і область застосування ультразвукового сканера

Прилад, що розробляється, призначений для ультразвукової діагностики внутрішніх хвороб (печінки, нирок, підшлункової залози й ін.) при обстеженнях у багатопрофільних і спеціалізованих медичних установах.

Виберемо об'єкт спостереження - жовчний міхур.

Наведемо опис об'єкта спостереження.

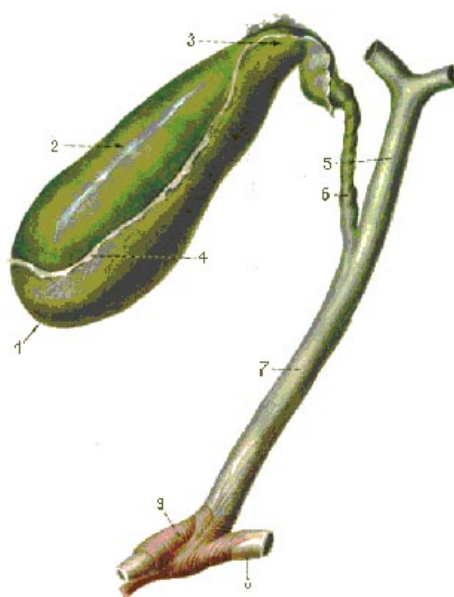


Рис. 5.1 Жовчний міхур і жовчні протоки:

- 1 - дно, 2 - тіло, 3 - шейки, 4 - серозна оболонка, 5 - загальна печіночна протока,  
6 - міхурова протока, 7 - загальна жовчна протока, 8 - протока підшлункової залози,  
9 - стискач печінково-шлункової ампули

Жовчний міхур являє собою резервуар для вироблюваної в печінці жовчі. Він має подовжену форму з одним широким, іншим вузьким кінцем, причому ширина міхура від дна до шийки зменшується поступово. Довжина жовчного міхура коливається від 8 до 14 см, ширина - 3-5 см, ємність його досягає 40-70 см<sup>3</sup>. Він має темно-зелене фарбування і відносно тонку стінку.

У жовчному міхурі розрізняють дно, саму дистальну і широку його частину, тіло - середню частину і шийку - периферичну вузьку частину, від

якої відходить міхурова протока, що з'єднує міхур із загальною жовчною протокою.

Жовчний міхур лежить на внутрішній поверхні печінки в ямці жовчного міхура, що відокремлює передній відділ правої частки від квадратної. Дно його спрямоване вперед до нижнього краю печінки в місці, де розташована однойменна вирізка, і виступає з-під неї. Шийка спрямована убік воріт печінки і залягає разом з міхуровою протокою в дупликатурі печінково-дванадцятипалого зв'язування. На місці переходу тіла жовчного міхура в його шийку звичайно утвориться вигин, тому шийка виявляється лежачою до тіла під кутом.

Жовчний міхур розташований мезоперитонеально: знаходячись у ямці жовчного міхура, він прилягає до неї своєю верхньою, позбавленою очеревини поверхнею і з'єднується за допомогою пухкої клітковини з волокнистою оболонкою печінки. Вільна його поверхня, звернена вниз, у порожнину живота, покрита серозним листком внутрішньої очеревини, що перейшла на міхур із прилеглих ділянок печінки. У деяких випадках жовчний міхур може лежати інтраперитонеально і навіть мати брижі. Звичайно виступаюче з вирізки печінки дно міхура покрите очеревиною з усіх боків.

Стінка жовчного міхура складається з трьох шарів (за винятком верхньої позаочеревних стінки): серозної, м'язової і слизуватої оболонок. Під очеревиною стеку міхура покриває тонкий пухкий шар сполучної тканини - підсерозна основа жовчного міхура. На позаочеревній поверхні вона розвита сильніше.

М'язова оболонка жовчного міхура утворена одним круговим шаром гладких м'язів, серед яких маються також пучки подовжньо і косо розташованих волокон. М'язовий шар слабкіше виражений в області дна і сильніше - в області шийки, де він безпосередньо переходить у м'язовий шар міхурової протоки.

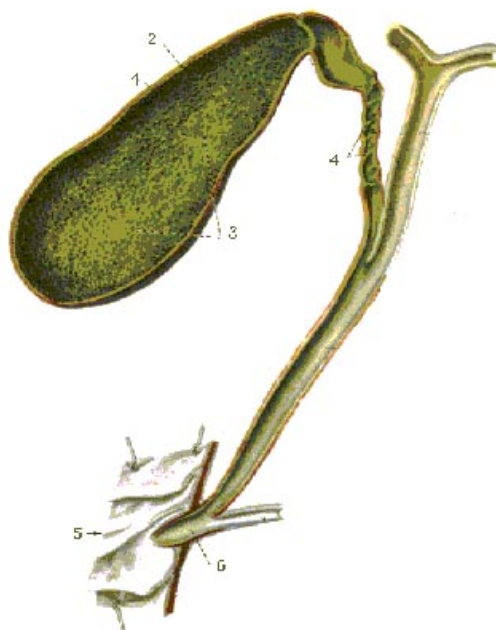


Рис.5.2 Слизова оболонка жовчного міхура і жовчних протоків:  
1 - м'язова оболонка, 2 - слизова оболонка, 3 - складки, 4 - спіральні складки,  
5 - дванадцятипала кишка.

Слизова оболонка жовчного міхура тонка і має протягом тіла і шийки підслизову основу жовчного міхура. Слизова оболонка утворює численні дрібні складки, що додають їй вид сітки. В області шийки слизова оболонка утворює декілька розташованих косо спіральних складок, що йдуть одна за іншою. Ці спіральні складки є також у міхуровій протоці. Слизова оболонка жовчного міхура вистелена однорядним циліндричним епітелієм. В області шийки в підслизовій основі є залози.

Кровопостачання жовчного міхура здійснюється від міхурової артерії, ділянки печіночної артерії.

## 5.2. Технічні характеристики ультразвукового сканера

Приведемо основні технічні характеристики розроблювального пристрою для діагностики жовчовивідних шляхів.

1. Просторовий розподільна здатність:

Подовжнє - 1,5 мм

Поперечне - 1,5 мм.

2. Область огляду:

По глибині - 180 мм;

По фронту - 120 мм.

3. Число зон динамічного фокусування - 4;

4. Робоча частота - 3,5 МГц;

5. Спосіб і вид ультразвукового сканування - електричний лінійний.

Усі приведені технічні характеристики цілком відповідають вимогам ТЗ.

Максимальна випромінювана інтенсивність:

$$I_{\text{SPTA}} = 50 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2},$$

що набагато менше гранично припустимого значення:

$$I_{\text{SPTAдРТ}} = 0,1 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}.$$

### 5.3. Опис структурної схеми ультразвукового сканера

Даний прилад призначений для ультразвукової діагностики захворювань черевної порожнини при обстеженнях у багатопрофільних і спеціалізованих медичних установах.

Прилад дозволяє формувати динамічні (у реальному масштабі часу) ультразвукові ехозображення анатомічних перетинів біологічних об'єктів методом лінійно-растрового сканування ультразвукового променя матриці перетворювачів, що комутується електрично, відображати телевізійний еквівалент багаторадаційного по яскравості ехозображення в різних функціональних режимах, автоматизувати аналіз динамічних і структурно-топологічних характеристик візуалізованих об'єктів і виконувати необхідні виміри з відображенням чисельних результатів на екрані.

На рис.5.3 представлена структурна схема ехоскопа з лінійним скануванням для абдомінальних досліджень, де

1 – блок випромінювання і фокусування (БВФ);



Розглянемо роботу схеми ультразвукового сканера.

Синхронізатор забезпечує необхідну тимчасову послідовність роботи усіх вузлів приладу. Імпульси рядкової синхронізації надходять від синхронізатора на мікроконтролер, побудований на елементах ТТЛ-логіки. Керуючі сигнали з нього подаються через перетворювач рівня логічних сигналів (ТТЛ-КМОП) у блок сканування, здійснюючи підключення 264 елементів до комутаторів сканування (КС), з яких складається БС, на час одержання одного рядка 117 мкс.

Час формування одного рядка зображення розбиваємо на декілька інтервалів.

Протягом 1-го інтервалу 0-6,5 мкс, що відповідає часу проходження сигналом зони, що не переглядається, (жировий прошарок 10мм), випромінюється ультразвуковий імпульс, через лінії затримки подається на кожний з 264 генераторів. З генераторів уже радіоімпульси подаються на 264 п'єзоелементів, підключених за допомогою подачі відповідного коду на КС. Радіоімпульси, проходячи через лінію затримки розподіляються в часі відповідним чином для фокусування ультразвукового пучка на відстані  $r_f = 180,2$  мм, тобто в середину 4-ої робочої зони (найбільш вилученої від поверхні датчика зони). Для відключення прийомного тракту на КПП протягом 6,5 мкс подається 5В и крім цього прийомний тракт заціпається схемою ВРУ. На цьому режим випромінювання закінчується і починається режим прийому.

2-ий часовий інтервал 6,5-35,5 мкс. Подається код формування сигналів ВРУ, одночасно подається код на комутатори AMS відводів лінії затримки в прийомному тракті (блок БПДФ) і на комутатор апертури (такий же як і на AMS). У результаті цього встановлюється розподіл затримок, що відповідає фокусуванню ультразвукового пучка на відстані 54,7 мм, тобто в середину 1-ої робочої зони по глибині (найближчої до поверхні датчика) і установці розміру апертури 14,4 мм



3-ій інтервал - 35,5-64,4 мкс. Код, що подається на AMS і комутатор апертури змінюється для фокусування ультразвукового пучка на  $r_f = 94,5$  мм тобто в середину 2-ої робочої зони й установки розміру апертури 24,9 мм.

4-ий інтервал - 64,4-89 мкс відповідає прийомові сигналів з 3-їй робочої зони = 137 мм із розміром робочої апертури 36 мм. Для цього на AMS і комутатор апертури подається відповідний код.

5-ий інтервал - 89-117 мкс відповідає прийомові сигналів з 4-ої робочої зони = 180,2 мм із розміром робочої апертури 47,4 мм. Для цього на AMS і комутатор апертури подається відповідний код.

Розглянемо подальший шлях сигналу: із блоку БПДФ, просумований на послідовній лінії затримки, сигнал надходить у типовий тракт виявлення (ТТО) і послідовно проходить через попередній підсилювач із ВРУ, смуговий фільтр, основний підсилювач з АРУ, детектор, фільтр низьких частот і нарешті надходить на вхід конвертера.

У розробленому ультразвуковому сканері число рядків:  $N = 16$ , а частота повторення кадрів:

$$F_K = \frac{1}{T_K} = \frac{c}{32 \cdot r_{\max}} = \frac{1540}{32 \cdot 200 \cdot 10^{-3}} = 241 \text{ Гц.}$$

Оскільки сканер не забезпечує умов для формування телевізійного еквівалента зображення прямим методом, застосовуємо конвертер, що забезпечує перетворення розгорнень і тимчасового масштабу ехозображення для приведення його у відповідність телевізійному стандарті. Крім цього в конвертері ехозображення виробляється інтерполяція, за допомогою якої здійснюється множення числа рядків до необхідного значення. Цим ми досягаємо одержання суцільного, а не дискретного, як при прямому відображенні, ехозображення. За допомогою конвертера можлива також багаторазова регенерація ехозображення з пам'яті, що дозволяє реалізувати режими стоп-кадру, зміна його масштабу.

З виходу конвертера сигнал надходить на дисплей, на якому формується акустичне зображення черевної порожнини.

## 5.4. Акустичний розрахунок

### 5.4.1. Розрахунок параметрів зондувального імпульсу

Для виявлення каменю необхідно, щоб ехосигнал був досить великий відносно перешкоди, що діє на вхід прийомного тракту ультразвукового сканера. У свою чергу, амплітуда ехо-сигналу залежить як від відстані до дефекту, так і від його відбивної здатності. Якщо дефект малий відносно довжини пружної хвилі, то малим буде і відбитий сигнал.

Робоча частота вибирається з умови максимальної відбивної здатності каменю жовчного міхура. Як модель відбивача візьмемо сферу з діаметром 1,5 мм (мінімально можливий діаметр каменю),  $c_{\text{к}} = (1400 - 2200) \text{ м/с}$ ,  $z = (1,3 - 2,4) \cdot 10^6 \text{ Н} \cdot \text{с/м}^3$ , за даними роботи [22].

У цьому випадку за умови  $d \gg \lambda$ , де  $d$  - діаметр сфери, ефективна відбиваюча поверхня, має площу:

$$S_{\text{эф}} = \pi \cdot \left( \frac{d}{2} \right)^2, \quad (5.1)$$

де  $S_{\text{эф}}$  - площа миделевого перетину.

При  $d = 1,5 \text{ мм}$ , швидкості звуку в жовчі за даними розділу 1.1.  $c_{\text{ж}} = 1540 \text{ м/с}$  одержимо:

$$\lambda = 0,3 \cdot 1,5 = 0,45 \text{ мм},$$

$$f = \frac{c_{\text{ж}}}{\lambda} = \frac{1,54 \cdot 10^6}{0,45} = 3,4 \cdot 10^6 \text{ Гц}.$$

Найближчою стандартною частотою до розрахованої частоти  $f = 3,4 \text{ МГц}$  є  $3,5 \text{ МГц}$ , що і вибирається як робоча для ультразвукового сканера:

$$f_{\text{р}} = 3,5 \text{ МГц}.$$

Дозволяюча здатність по глибині для двох дефектів залежить від тривалості зондувального сигналу  $\tau_u$ . Сигнали будуть сприйняті роздільно, якщо відстань:

$$\Delta h \geq \frac{c \tau_u}{2}. \quad (5.2)$$

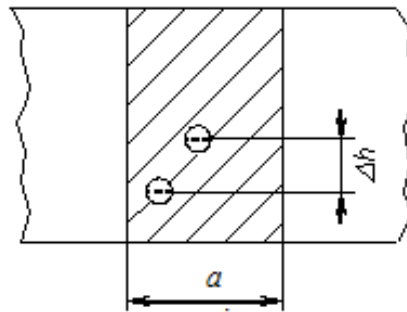


Рис.5.4 До розрахунку тривалості зондувального сигналу

$$\tau_u \leq \frac{2 \cdot \Delta h}{c} = \frac{2 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3}}{1540} = 1,9 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 1,9 \text{ мкс.}$$

Тривалістю імпульсу визначається також і величина "мертвої зони" перетворювача  $\Delta h_{\min} = \Delta h = 1,5 \text{ мм.}$

#### 5.4.2. Вибір методу сканування ультразвукового пучка

Як метод сканування виберемо електронне лінійне сканування ультразвукового пучка в просторі. Це дозволяє:

1. Досягти значно більш високої швидкості сканування, ніж при механічному методі.
2. Забезпечує сталість поперечної дозволяючої здатності по глибині.
3. Найбільш простий спосіб формування координатних сигналів.

З метою формування ультразвукового пучка і зміни його напрямку в просторі в електронному лінійному скануючому пристрої застосуємо малогабаритні (порівнянні з довжиною ультразвукової хвилі в досліджуваному сигналі) п'єзоелектричні елементи, згруповані в лінійні решітки.

### 5.4.3. Розрахунок елементів лінійних решіток п'єзоелементів

Розрахунок загальної довжини лінійних решіток п'єзоелементів.

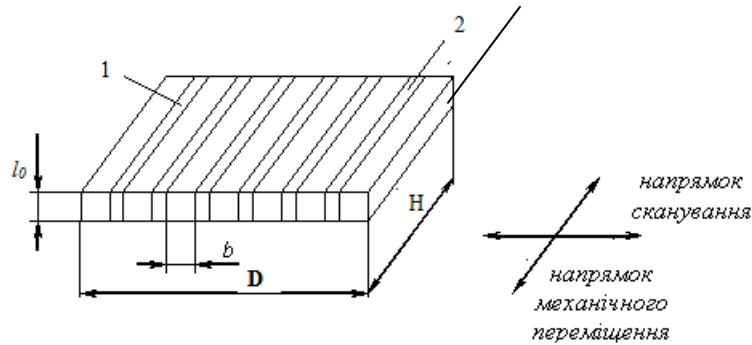


Рис.5.5 Модуль лінійної скануючої комутуючої решітки п'єзоелементів:  
1 - п'єзоелемент, 2 - звукоізоляція

Довжина лінійних решіток повинна бути не менше, ніж ширина зондуємої зони, що дорівнює 120 мм (максимальний розмір жовчного міхура):

Розрахунок ширини решітки  $H$ .

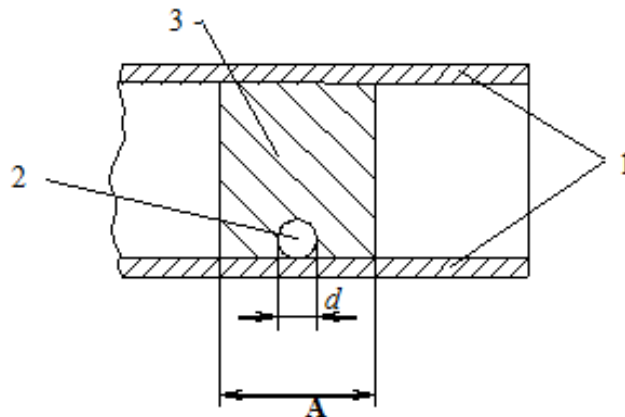


Рис.5.6 Визначення ширини решітки п'єзоелементів:  
1 - стінки жовчної протоки, 2 - камінь, 3 - перетин ультразвукового пучка уздовж протоки.

Визначимо ширину з компромісу двох умов:

1. Для виключення пропуску мети при ручному пересуванні датчика уздовж протоки, ширина  $H$  повинна бути значно більше розміру каменю.
2. Відбитий сигнал від стінки протоки не повинний перевищувати сигнал від каменю при найгіршому його положенні впритул до стінки, тобто:

$$dk_{отр.к} \geq H \cdot k_{отр.с}, \quad (5.3)$$

де  $k_{отр.к}$  і  $k_{отр.с}$  - коефіцієнти відображення відповідно границь середовищ жовч - камінь і жовч - стінка жовчної протоки (холидаса).

З таблиці [11].:

$k_{отр.к} = 0,17$ ,  $k_{отр.с} = 0,015$ , відповідно:

$$H = d \frac{k_{отр.к}}{k_{отр.с}} = 1,5 \cdot \frac{0,17}{0,015} = 17 \text{ мм.}$$

Виберемо  $H = 12$  мм.

Розрахунок кроку лінійних решіток п'єзоелементів.

У скануючих пристроях з лінійним електричним управлінням променя застосовується комутуюча матриця п'єзоутворювачів.

Переміщення ультразвукового пучка в таких пристроях досягається шляхом послідовного електричного переключення п'єзоелементів матриці з кроком, рівним ширині одного елемента. Матриці, що комутуються, дозволяють реалізувати різні види ультразвукового сканування в залежності від форми скануючих апертур (мал. 5.4). Однак на практиці в основному застосовуються лінійні і віялові скануючі решітки п'єзоутворювачів.

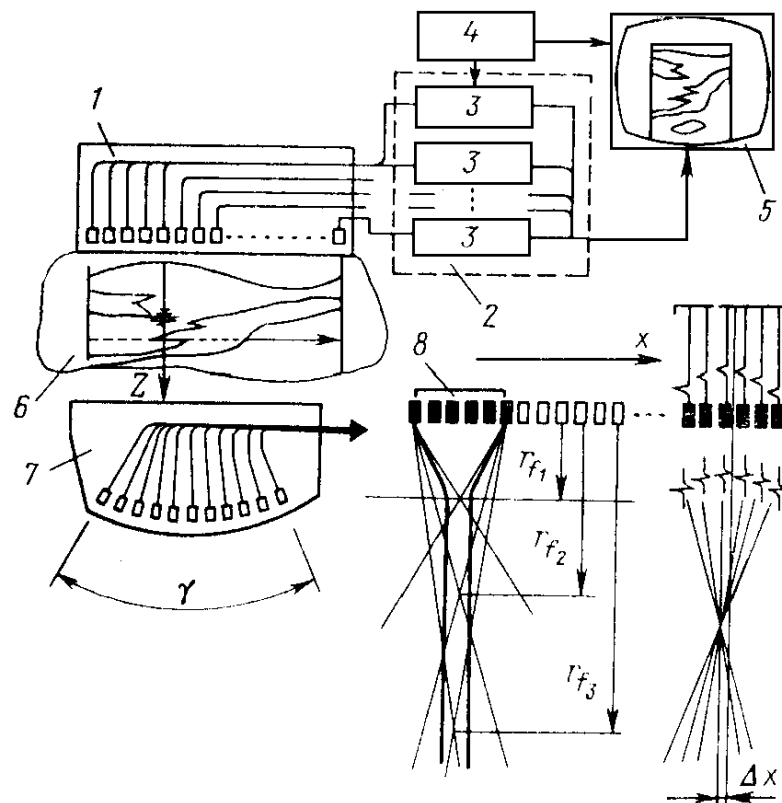


Рис.5.7 Узагальнена структура скануючого пристрою на основі матриці, що комутується:  
1 - лінійна матриця (решітки) п'єзоелементів; 2 - комутуючі ланцюги; 3 - передавальні і прийомні канали; 4 - керуючі ланцюги; 5 - дисплей; 6 - об'єкт досліджень.

У випадку комутуючої матриці ширина п'єзоелемента  $b_{эл}$ , що знаходиться під одним потенціалом, може складати, на відміну від фазуємої матриці, кілька довжин ультразвукових хвиль у середовищі. Це пояснюється тим, що робочою областю фазованої решітки є далека зона, тоді як комутованої - ближня, тобто  $r < \frac{D^2}{4\lambda}$ , де  $D$  - апертура групи випромінюючих і приймаючих п'єзоелементів.

Практично ширина елемента  $b$  визначається з умови відсутності порушення побічних мод коливань і на підставі роботи [11] ця умова має вигляд:

$$\frac{b_{ak}}{l_0} < 0.7 \text{ або } \frac{b_{ak}}{l_0} > 2 \quad (5.4)$$

де  $l_0 = \frac{\lambda_{n/\varepsilon}}{2}$  - товщина п'єзоелемента.

Друга умова приводить до збільшення кроку сканування і, відповідно, до погіршення поперечної дозволяючої здатності. Тому перевагу варто віддавати умові  $\frac{b_{ак}}{l_0} < 0,7$ . Для його виконання може виявитися необхідним розрізати п'єзоелемент на декілька акустично ізольованих, але з'єднаних електрично п'єзоелементів.

Тому крок решітки  $b$ , дорівнює відстані між електрично ізольованими елементами, що комутуються, вибираємо рівним ширині акустично ізольованого елемента. Як відзначалося вище, остання повинна задовольняти умові (5.4). Скористаємося умовою  $\frac{b_{ак}}{l_0} < 0,7$ . Звідси  $b_{ак} < 0,7 \cdot l_0$ . Як буде

показано нижче:  $l_0 = 0,65$  мм..

Отже  $b_{ак} < 0,7 \cdot 0,65 = 0,5$  мм. Виберемо:  $b_{ак} = 0,4$  мм.

У результаті розрахунків, приведених у даному підрозділі, одержали наступні розміри лінійних решіток п'єзоелементів:

$H = 12$  мм,

$D = 120$  мм,

$b = 0,4$  мм.

#### **5.4.4. Розрахунок акустичного поля**

Розрахунок фокусних відстаней.

Для того, щоб ширина скануючого ультразвукового пучка по всій довжині зондування залишалася постійною, розглянемо режим динамічного фокусування ультразвукового пучка. Він полягає в тім, що в процесі прийому ехо - сигналів відбувається безперервна зміна довжини лінії затримки таким чином, що положення фокуса переміщається одночасно з прийнятим ехо - сигналом. На практиці поставлена задача досягається послідовним

фокусуванням променя на кілька фіксованих відстаней від робочої поверхні. Можливий наступний випадок: поєднуються в цифровому конвертері фрагменти ехо - зображень, отримані з окремих фокусних зон. Тоді число цих зон зверху обмежується тією обставиною, що частота сканування знижується в число раз, рівне числу зон. А, отже, швидкість сканування також знижується. Ціль подальшого розрахунку полягає в знаходженні фокусних відстаней  $r_{f_1}, r_{f_2}, r_{f_3}, r_{f_4}$  при заданому поперечному дозволі і значень апертур  $D_1, D_2, D_3$ , що відповідають знайденим фокусним відстаням.

Вихідні дані для розрахунку:

- границі глибини зондування  $r_{\min}=10$  мм,  $r_{\max}=200$  мм;
- частота ультразвукових коливань  $f_0=3,5$  МГц;
- швидкість поширення ультразвукової хвилі в м'якій тканині  $c=1540$  м/с;
- ширина решіток п'єзоелементів  $H=12$  мм;
- поперечна дозволяюча здатність у фокальній площині 1,5 мм.

1. Визначимо відношення  $r_f/D$  по формулі (4.3)

Звідки  $r_f/D=3.8$ .

Виберемо моменти перетинання фокусних відстаней і апертур таким чином, щоб інтенсивність на межах зони складала 0,5 від інтенсивності в центрі. При цьому розмір пучка на границях буде в 2 рази більше, ніж у центрі, тому що потужність у пучку залишається незмінною.

Довжина фокальної зони на рівні 0,707 за рівнем визначається по формулі (4.7):  $2 \Delta z_0 = 43,8$  мм.

3. Визначимо кількість фокуруючих зон:

$$4. \quad n = \frac{r_{\max} - r_{\min}}{2 \Delta z_0} \quad (5.5)$$

$$n = 4$$



5. Знаходимо в першому наближенні значення фокусних відстаней ( $r_f$ ), зсув акустичного фокуса від геометричного ( $z_{0a}$ ), значення апертур ( $D$ ) і коефіцієнтів підсилення по тиску ( $K_p$ );

$$a) \quad r_{f4} = r_{\max} - \Delta z_0 = 178,1 \text{ мм};$$

$$K_{p4} = \frac{D}{\sqrt{\lambda \cdot r_f}} = 5,3;$$

$$z_{0a4} = \frac{9,1 \cdot r_f}{(K_p)^4} = 2,1 \text{ мм};$$

$$b) \quad r_{f3} = r_{f4} - 2 \Delta z_0 = 134,3 \text{ мм};$$

$$D_3 = 35,3 \text{ мм};$$

$$K_{p3} = 4,6;$$

$$z_{0a3} = 2,7 \text{ мм};$$

$$c) \quad r_{f2} = r_{f3} - 2 \Delta z_0 = 90,5 \text{ мм};$$

$$D_2 = 23,8 \text{ мм};$$

$$K_{p2} = 3,8$$

$$z_{0a2} = 4 \text{ мм};$$

$$d) \quad r_{f1} = r_{f2} - 2 \Delta z_0 = 46,7 \text{ мм};$$

$$D_1 = 12,3 \text{ мм};$$

$$K_{p1} = 2,7;$$

$$z_{0a1} = 8 \text{ мм}.$$

6. Залишивши границі фокальних зон незмінними і зміщаючи геометричний фокус у кожній зоні в напрямку від перетворювача на  $z_{0a}$  так, щоб розподіл тиску був симетричним щодо акустичного фокуса, знаходимо уточнені значення фокусних відстаней і апертур, при цьому зміною  $K_p$  можна зневажити:

$$r_{f1} = 54,7 \text{ мм}$$

$$D_1 = 14,4 \text{ мм}$$

$$r_{f2} = 94,5 \text{ мм}$$

$$D_2 = 24,9 \text{ мм}$$

$$r_{f3} = 137 \text{ мм}$$

$$D_3 = 36 \text{ мм}$$

$$r_{f4}=180,2 \text{ мм}$$

$$D_4=47,4 \text{ мм}$$

Уточнимо отримані результати, скориставшись формулами для решіток плоских елементів (рис.5.8).

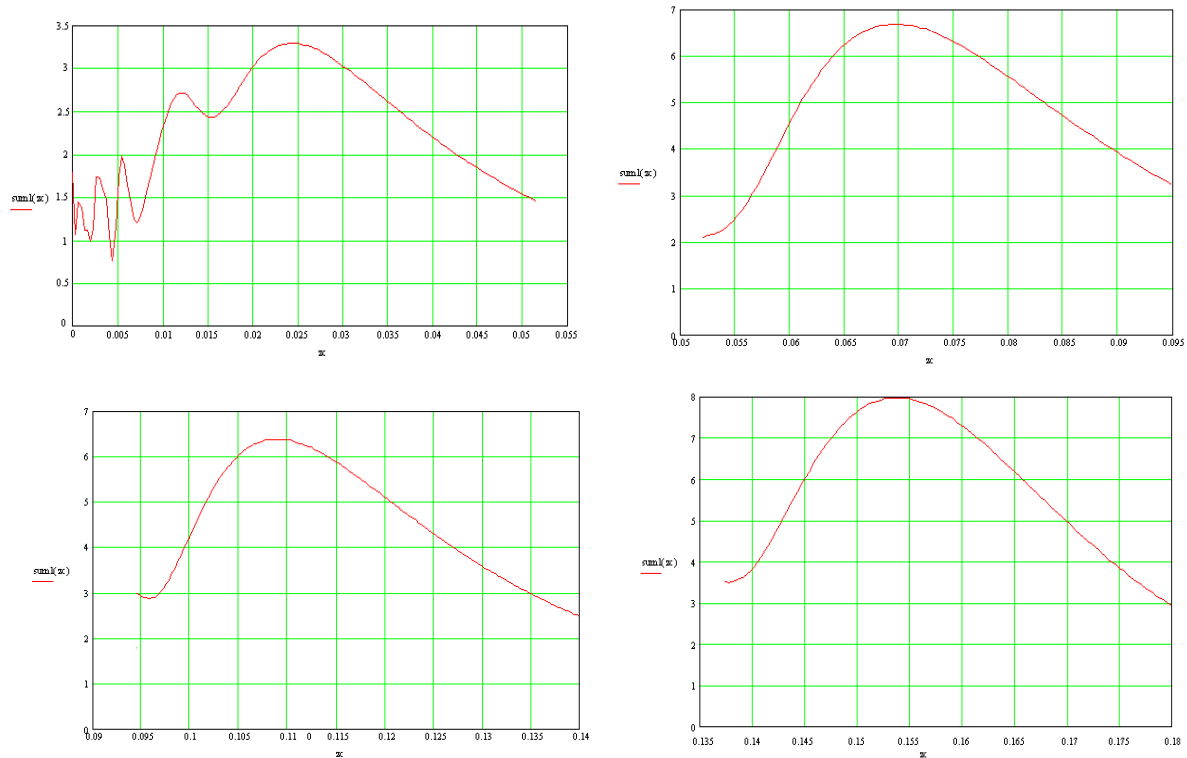


Рис.5.8 Розподіл акустичного тиску вздовж вісі решітки

#### 5.4.5. Розрахунок п'єзокерамічного елемента лінійних решіток

##### 1. Вибір матеріалу

В даний час відомо досить багато моно- і полікристалічних матеріалів, що володіють п'єзоелектричними властивостями. Характерно те, що необхідною умовою наявності п'єзоефекта є відсутність центра симетрії кристалів матеріалу. Такі матеріали анізотропні і мають різні пружні, п'єзоелектричні і діелектричні постійні по різних напрямках.

П'єзоелектричний ефект був відкритий на кристалічних матеріалах типу кварцу, і спочатку в техніці застосовували кристалічні п'єзоутворювачі. П'єзопластина кварцу Х-зрізу (вирізана перпендикулярно оптичній осі Х) коливається по товщині, а Y-зріз робить зсувні коливання.

П'єзокерамічні матеріали мають переваги перед іншими п'єзоматеріалами в тім, що вони в багатьох випадках дешевше, допускають

просту технологію виготовлення п'єзоелементів різної форми і разом з тим мають високі коефіцієнти електромеханічного зв'язку і досить гарні механічні і температурні властивості.

З п'єзокерамічних матеріалів найбільше поширення в нашій країні одержали цирконат-титонат свинцю (ЦТС) і тверді розчини чотирьохкомпонентних систем, що включають титонат свинцю і цирконат свинцю (ПКР). За кордоном широко застосовують метаніобат свинцю і ніобат літію. Перевага першого з них у тім, що в нього слабкі коливання по ширині пластини, що є паразитними стосовно основних коливань по товщині; другий має велике загасання і дозволяє одержати короткі імпульси.

Приведемо основні характеристики деяких п'єзоелектричних матеріалів найбільше часто застосовуваних у медичній техніці за рубежом у табл.5.1, складеної за даними роботи [24].

Кварц непридатний для використання в діагностиці, тому що має слабку чутливість поза резонансом. П'єзокерамічні матеріали типу PZT (ЦТС) мають порівняно високий коефіцієнт електромеханічного зв'язку і мають помітну чутливість поза резонансом, що дозволяє їх використовувати для роботи в широкосмуговому режимі.

**Таблиця 5.1.**  
**Параметри п'єзоелектричних матеріалів, застосовуваних у медичній техніці**

	Кварц Х – зрізу	Цирконатітанат свинцю		Метаніобат свинцю	ПВДФ
		PZT - 4	PZT – 5A		
Діелектрична проникність, $\varepsilon/\varepsilon_0$	5,0	1300	1700	22,5	
Коефіцієнт електромагнітног о зв'язку, $k_{33}$	0,1	0,7	0,7	0,38	0,19
П'єзоелектрични й модуль, $d_{33}$	2	290	370	85	
Тангенс кута діелектричних втрат, $\text{tg } \delta$	$\approx 10^{-4}$	0,04	0,02	0,01	
Питомий акустичний імпеданс, $Z/Z_W$	7,6	14,7	13,6	10,3	1,5

Із врахуванням високої діелектричної проникності з цих матеріалів можуть бути виготовлені перетворювачі досить малих розмірів, електричний імпеданс яких не буде занадто великим. Тому п'єзокерамічні матеріали широко застосовуються для генерації і прийому акустичних хвиль у медицині.

Крім вище перерахованого п'єзокерамічні матеріали мають ще деякі переваги: їх можна різати, додавати їм необхідну форму і компонувати будь-яким чином.

Матеріали типу полівінілідентфторид (ПВДФ) також володіють рядом переваг для використання в медичній техніці: їхній акустичний імпеданс близький до імпедансу води і м'яких тканин, а його дуже низька механічна добротність забезпечує можливість роботи в широкій смузі частот. Крім того, технологічно їх можна виготовити у виді тонкої гнучкої плівки, що має

велике практичне значення в ряді випадків. На жаль, такі матеріали ще мало розроблені в нашій країні.

Таким чином, як матеріал для п'єзоелементів будемо використовувати п'єзокераміку PZT - 8, для якої температура Кюрі -  $300^{\circ}\text{C}$ , а коефіцієнт електромеханічного зв'язку досягає 0,3 і більше.

Приведемо його основні параметри в табл. 5.2.

**Таблиця 5.2**  
**Основні параметри п'єзокераміки PZT – 8**

Щільність, $\rho_0 \cdot 10^3$ , кг/м <sup>3</sup>	Швидкість ультразвуку, с, м/с	Постійна пружності, $c_{33}^D \cdot 10^{10}$ , Па	КЕМС $k_{33}^t$	Нормована діелектрична проникність $\epsilon_{33}^T / \epsilon_0$	Температура Кюрі, $^{\circ}\text{C}$
7,6	4580	16,1	0,48	1000	300

Примітка:  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м.

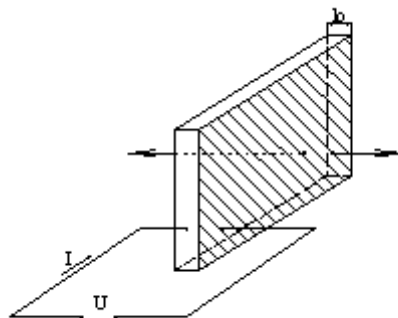


Рис. 5.9 П'єзоелемент

На рис.5.9 заштриховані металізовані екіпотенціальні поверхні, що є електродами перетворювача. Величиною  $l_0$  позначений геометричний розмір п'єзоелемента, що визначає резонансну частоту порушуваних у ньому коливань. Стрілками показані напрямки поширення акустичних хвиль, випромінюваних розглянутим п'єзоелементом.

Виберемо п'єзоелемент, що робить подовжні коливання по товщині (рис.5.9).

Вивчення частотних характеристик системи випромінювач - приймач показало, що ці характеристики мають симетричні максимуми щодо основної антирезонансної частоти  $f_o$ . Виберемо в якості робочої цю частоту, оскільки в нас ті самі елементи працюють на випромінювання і прийом (див. підрозділ 5.1):

$$f_p = f_o = 3,5 \text{ МГц.}$$

По визначенню:

$$f_o = \frac{C^D}{2 \cdot l_o} \quad (5.6)$$

Взявши з табл. 5.2. значення швидкості акустичних хвиль  $C^D$ , одержимо :

$$l_o = \frac{C^D}{2f_o} = \frac{4580}{2 \cdot 3,5 \cdot 10^6} = 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ м} \approx 0,65 \text{ мм.}$$

Відношення , що визначає відсутність побічних мод коливань і рівне за умовою:

$$\frac{b}{l_o} = \frac{0,4}{0,65} = 0,6 < 0,7, \text{ виконується.}$$

#### **5.4.6. Розрахунок фокусуючої лінзи**

Зсув фокуса у бік лінзи при збільшенні  $\theta$  від 0 до  $\theta_{\max}$  ( $\sin \theta_{\max} = D/(2R_{\text{л}})$ ) (аберація) дорівнює  $r_{f0} - r_f(\theta_{\max})$ .

У нашому випадку  $\theta_{\max} = 15^\circ$  і  $r_{f0} - r_f(\theta_{\max}) = 14 \text{ мм.}$

Тому що  $r_{f0} - r_f(\theta_{\max}) > 1 \text{ см}$ , використовується безабераційна лінза.

Графічно лінза може бути представлена в такий спосіб (рис.5.10).

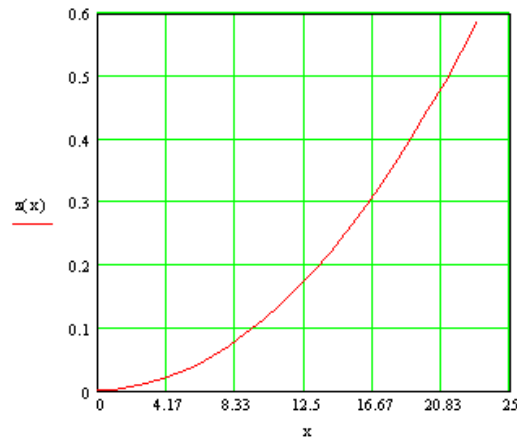


Рис.5.10 Форма поверхні безабераційної лінзи

Необхідно прагнути до того, щоб хвильовий опір матеріалу лінзи  $z_l$  не сильно відрізнявся від хвильового опору робочого середовища  $z_c$  і загасання на максимальній товщині лінзи було малим.

#### 5.4.7. Розрахунок частотних характеристик перетворювача

Остаточні розрахунки представлені у виді графіків на рис.5.11-5.16.

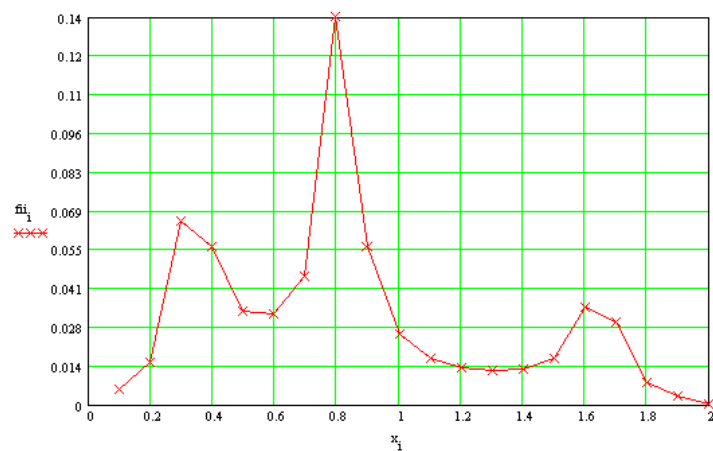


Рис.5.11 АЧХ у режимі випромінювання.

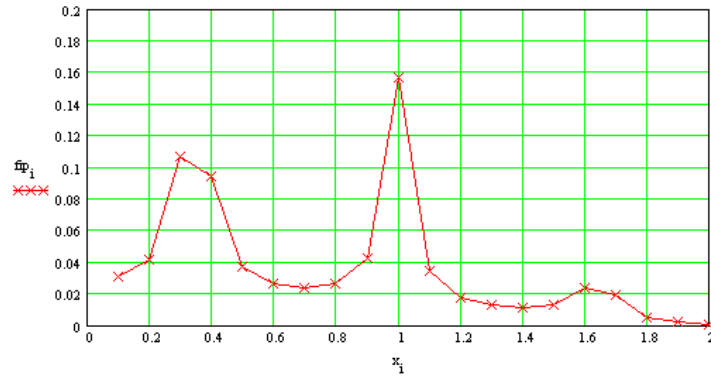


Рис. 5.12 АЧХ у режимі прийому

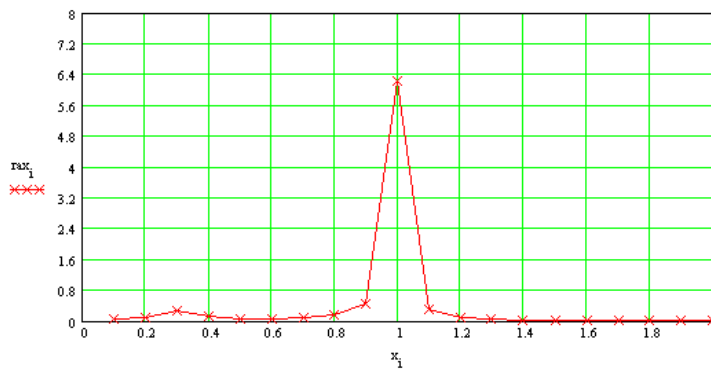


Рис. 5.13 Залежність активного складового вхідного електричного опору перетворювача від частоти

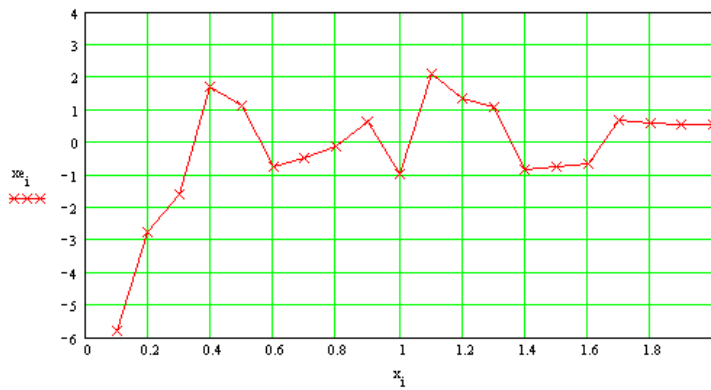


Рис.5.14 Залежність реактивного складового вхідного електричного опору перетворювача від частоти



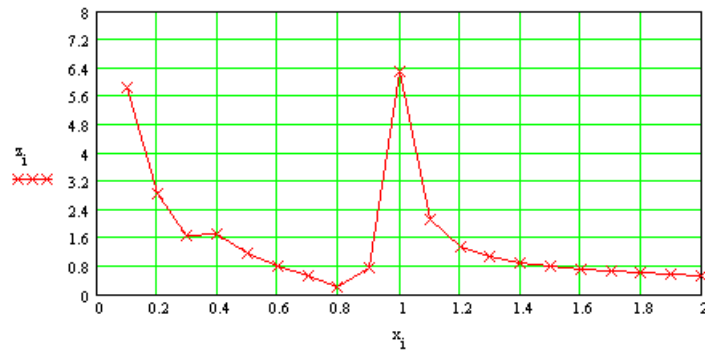


Рис. 5.15 Залежність модуля вхідного електричного опору перетворювача від частоти

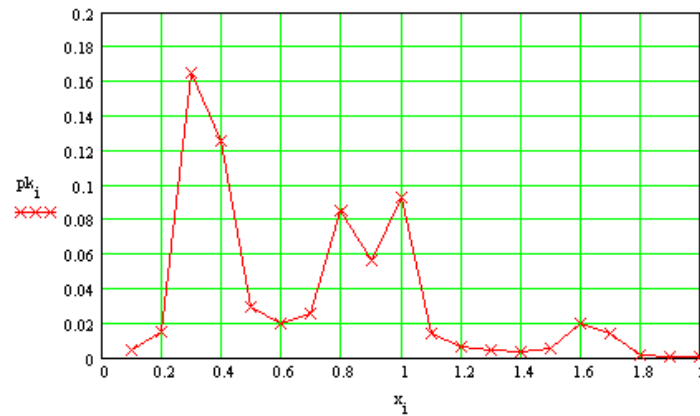


Рис. 5.16 Залежність коефіцієнта подвійного перетворення від частоти

Отримані результати переведемо в ненормовані величини . Для цього:

-визначимо площу активної поверхні  $A_0$  по формулі:

$$A_0 = 4 \cdot H \cdot t; \quad (5.7)$$

$$A_0 = 1,92 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2;$$

-визначимо ємність перетворювача:

$$C_0 = \frac{A_0 \cdot \epsilon_{33}^s}{l_0}; \quad (5.8)$$

де  $\epsilon_{33}^s$  - діелектрична проникність ( $\epsilon_{33}^s = 5.133 \cdot 10^{-9} \text{ м/Ф}$ )

$$C_0 = 150, \text{ пФ.}$$

1). Коефіцієнти передачі в режимі випромінювання і прийому :

$$\kappa_{\text{н}}=15705 \text{ Па/В};$$

$$\kappa_{\text{п}}=1,21 \cdot 10^{-4} \text{ В/Па}.$$

2). Коефіцієнт подвійного перетворення:

$$\kappa=1,9.$$

3). Активного і реактивна складового вхідного електричного опору:

$$R_0=117,9 \text{ Ом};$$

$$X_e=-266,7 \text{ Ом}.$$

4). Модуль вхідного електричного опору:

$$|z|=291,5 \text{ Ом}.$$

#### **5.4.8. Розрахунок коефіцієнта передачі середовища**

Ціль розрахунку, що нижче приводиться, полягає у визначенні коефіцієнта передачі середовища із врахуванням: фокусування ультразвукового пучка в режимі випромінювання на відстань  $r_{f2}$  і динамічне фокусування в режимі випромінювання; загасання ультразвукової хвилі в біологічних тканинах; коефіцієнта відбиття каменю.

Знайдемо коефіцієнт передачі середовища , що дорівнює відношенню інтенсивності прийнятого і випромінюваного сигналів.

Потужність, випроменена групою випромінювачів і рівна  $P_{\text{изл}}$ , на відстані  $r_{\text{max}}$  через загасання зменшиться до значення:

$$P_{\text{изл}} \cdot 10^{-0,1\beta \left[ \frac{\partial B}{\partial l} \right] r_{\text{max}}},$$

$\beta$  - коефіцієнт поглинання ультразвукових хвиль у робочому середовищі в децибелах на одиницю довжини на частоті 3,5 МГц:

$$\beta = 8,695 \cdot \alpha = 3 \text{ дБ/см} = 300 \text{ дБ/м},$$

по даним [11]:  $\alpha = 0,35 \text{ см}^{-1}$ .

І розподілиться на площі, рівній :

$$S_{\text{фок}} = 1,5 X_{0,5} \cdot H .$$

Якщо  $S_{\text{кам}} = \pi \cdot r^2$  - миделевий перетин жовчного каменю, то від каменю убік випромінювача відіб'ється наступна частина цієї потужності:

$$\frac{S_{\text{кам}}}{S_{\text{фок}}} \cdot H .$$

Оскільки камінь можна розглядати як сферичний випромінювач, що випромінює в простір, то інтенсивність відбитого сигналу в площині приймача буде дорівнювати:

$$I_{\text{пр}} = \frac{1}{2\pi r_{\text{max}}^2} \cdot P_{\text{изл}} \cdot \frac{S_{\text{кам}}}{S_{\text{изл}}} H \cdot 10^{-0,2\beta \left[ \frac{\partial B}{\partial l} \right] r_{\text{max}}} . \quad (5.9)$$

Підставивши сюди  $P_{\text{изл}} = I_{\text{изл}} \cdot D \cdot A$ , і врахувавши, що  $X_{0,5} \approx \frac{r_f}{D} \cdot \lambda$ , одержимо :

$$\begin{aligned}
I_{np} &= \frac{1}{2\pi r_{\max}^2} \cdot I_{u3l} \cdot \frac{S_{кам} \cdot D \cdot A}{1,5 \cdot X_{0,5} \cdot A} H \cdot 10^{-0,2\beta \left[ \frac{\partial B}{\partial l} \right] r_{\max}} = \\
&= \frac{I_{u3l}}{3\pi r_{\max}^2} \cdot S_{кам} \cdot H \cdot \frac{D \cdot D \cdot 4}{r_f \cdot \lambda \cdot 4} \cdot 10^{-0,2\beta \left[ \frac{\partial B}{\partial l} \right] r_{\max}} = \\
&= \frac{I_{u3l}}{3\pi r_{\max}^2} \cdot S_{кам} \cdot H \cdot 4K \cdot 10^{-0,2\beta \left[ \frac{\partial B}{\partial l} \right] r_{\max}}
\end{aligned}$$

де  $K = \frac{D^2}{4r_f \lambda}$  - коефіцієнт відносного фокусування.

Остаточно:

$$K_{cp} = \frac{I_{np}}{I_{u3l}} = \frac{S_{кам} \cdot H \cdot 4K}{3\pi r_{\max}^2} \cdot 10^{-0,2\beta \cdot r_{\max}}. \quad (5.10)$$

Підставимо в отриманий вираз значення з вихідних даних і одержимо :

$$K_{cp} = \frac{4 \cdot 7,1 \cdot 1,8 \cdot 10^{-6} \cdot 2,89 \cdot 10^{-2}}{3 \cdot 3,14 \cdot (200 \cdot 10^{-3})^2} \cdot 10^{-0,2 \cdot 3 \cdot 10^2 \cdot 0,2} = 1,6 \cdot 10^{-18}.$$

Отримане значення буде використовуватися для визначення максимальної чутливості прийомного тракту.

Згідно [22] пошкоджуючі біоефекти не виявляються при інтенсивностях ультразвуку (середніх за часом і пікових по простору) менше  $0,1 \text{ Вт/см}^2$ , а також, коли добуток інтенсивності і часу опромінення (експозиція) ультразвуком не перевищує  $50 \text{ Дж/см}^2$ .

Для визначення максимальної інтенсивності випромінювання в імпульсі, що задовольняє зазначеній вимозі, знайдемо спочатку залежність її від відстані до випромінювача.

Будемо вважати, що за рахунок фокусування вона (інтенсивність) збільшується назад пропорційно ширині пучка в даній площині з координатою  $r$ .

Поза фокальною областю скористаємося наближенням променевої акустики. Тоді, як видно з мал. 6.15:

$$\frac{J(r)}{J(0)} = \frac{D}{d} = \frac{r_f}{r_f - r} = \frac{1}{1 - r/r_f} = 1 + \frac{r}{r_f}, \text{ якщо } \frac{r}{r_f} \ll 1$$

З урахуванням загасання одержуємо:

$$\frac{J(r)}{J(0)} = \left(1 + \frac{r}{r_f}\right) \cdot 10^{-0,1\beta r}.$$

Визначимо координату площини з максимальною інтенсивністю. Для цього необхідно знайти похідну отриманого виразу і дорівняти її до нуля:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{J(r)}{J(0)} \right) = 10^{-0,1\beta r} \left( \frac{1}{r_f} - 0,1\beta \ln 10 \left( 1 + \frac{r}{r_f} \right) \right)$$

$$r = \frac{1}{0,1\beta \ln 10} - r_f = \frac{1}{0,1 \cdot 3 \cdot 10^2 \ln 10} - 57,2 \cdot 10^{-3} = -4,272 \cdot 10^{-2} < 0$$

Це вказує на те, що при заданому  $\beta$  і  $r_f = r_{f3} = 57,2 \text{ mm}$  (табл. 4.1) максимуму інтенсивності в області додатніх  $r$  не спостерігається, тобто найбільша інтенсивність при  $r = 0$ .

Визначимо зв'язок між інтенсивністю випромінювання в імпульсі і середньої за часом і пікової по простору (surface peak time averred - SPTA) інтенсивністю на границі буферної зони.

При скануванні випромінююча апертура переміщається уздовж напрямку сканування. При цьому крапка А (мал. 6.16), розташована проти середини апертури в її крайнім положенні, буде опромінюватися в плинні

періоду сканування  $\frac{n}{2}=14$  раз імпульсами тривалістю  $\tau_u$ . Якщо вибрати період сканування:

$$T_{\text{скан}} = T_{\text{обз}} \cdot N_{\text{шагов}} = \left( \frac{2r_{\text{max}}}{c} \right) N_{\text{шагов}},$$

де  $N_{\text{шагов}}$  - число комутацій для сканування довжини 20 мм

$$(N_{\text{шагов}} = \frac{20}{b} = \frac{20}{1} = 20), \quad \text{то:}$$

$$J_{\text{SPTA}} = J_u \cdot \frac{14\tau_u}{T_{\text{скан}}} = J_u \cdot \frac{14\tau_u}{N_{\text{шагов}} \cdot \frac{2r_{\text{max}}}{c}}$$

Звідси:

$$J_u = \left( \frac{N_{\text{шагов}}}{14} \right) \left( \frac{2r_{\text{max}}}{c} \right) \frac{1}{\tau_u} \cdot J_{\text{SPTA}} \quad (5.11)$$

Підставляючи  $\tau_u = 1,33$  мкс,  $r_{\text{max}} = 66,5$  мм,  $c = 1,54 \cdot 10^6$  мм/с у формулу (5.11), одержимо :

$$J_u = \frac{20}{14} \left( \frac{2 \cdot 66,5 \cdot 10^{-2}}{1,54 \cdot 10^3} \right) \cdot \frac{J_{\text{SPTA}}}{1,33 \cdot 10^{-6}} = 95 J_{\text{SPTA}}$$

Узявши  $J_{\text{SPTA}} = 0,1 \text{ Вт} / \text{см}^2$ , одержимо :

$$J_{u \text{ max}} = 9,5 \text{ Вт} / \text{см}^2,$$

Це значення відповідає тискові:

$$P_u = \sqrt{J_u} \cdot \rho c = \sqrt{9,5 \cdot 10^4} \cdot 1,54 \cdot 10^6 = 3,82 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

Згідно [23], максимальна амплітуда акустичного тиску, створювана діагностичними ехо-імпульсними ультразвуковими приладами, сягає  $7,7 \cdot 10^5$  Па. Однак, у нашому випадку через наявність буферної рідини обмеження на амплітуду тиску накладається кавітаційною межею. Відомо, що в звичайних умовах межа кавітації близька до тиску насиченої пари рідини

при даній температурі. Значення даного тиску для різних рідин наведені в табл.5.3.

**Таблиця 5.3**  
**Тиск насиченої пари (у КПа)**

t, °C	Вода	Спирт етиловий	Ефір етиловий
20	2,3	6,0	58,7
40	7,3	17,9	122

Як видно з табл.5.3, кавітаційна межа значно менше тиску, припустимого для людських тканин, розрахованого вище.

Виберемо в якості буферної рідини етиловий спирт. Тоді максимально припустимий тиск при температурі, близької до температури людського тіла:  $P_{\text{ч}} = 17,9 \cdot 10^3$  Па (етиловий спирт дозволений до застосування в медицині).

#### **5.4.9. Розрахунок напруги генератора і напруги ехо-сигналу**

Визначимо збуджувану напругу і напругу ехосигналу в такий спосіб:

$$\kappa_{\text{и}} = \frac{P_0}{U_{\text{Г}}}, \quad (5.11)$$

де  $\kappa_{\text{и}}$  - коефіцієнт передачі в режимі випромінювання;

$U_{\text{Г}}$  - збуджувана напруга.

$$U_{\text{Г}} = 2,6 \text{ В}$$

$$\kappa_{\text{р}} = \frac{U_{\text{ехо}}}{P_1}, \quad (5.12)$$

де  $\kappa_{\text{р}}$  - коефіцієнт передачі в режимі прийому ;

$U_{\text{ехо}}$  - напруга ехосигналу.

$$U_{\text{ехо}} = 0,66 \text{ мВ.}$$

### **5.5. Технологія виготовлення скануючого багатoeлементного перетворювача**

Розглянемо технологічний процес виготовлення такого датчика, розбитий на окремі операції.

1. Береться монолітна, поляризована по товщині п'єзопластина з PZT-8, покрита по обидва боки електродом у виді металевої плівки.

2. На одну (тильну) сторону п'єзопластини наноситься демпфер у формі паралелепіпеда так, щоб край подовжніх граней п'єзопластини залишився непокритим демпфером на рівні 1 мм. Демпфер виготовляється з епоксидного компаунда ЕД-5 з 30 % PbO .

3. На тильну частину демпфера в процесі полімеризації встановлюється половина роз'єму зі штирями, що надає модулеві твердість; виведення від штирів виведені на бічну поверхню демпфера.

4. На бічні грані демпфера встановлюють дві гнучкі друковані плати струмовивідних провідників, крок яких дорівнює подвоєному крокові п'єзоелементів решітки , а провідники на гранях зміщені один відносно одного на крок решітки [Заявка № 62-40012, 870826, МКИ ЧА61В 8/00, Японія].

5. Після пайки на бічні грані компаунда, що демпфірує, з наклеєними на ньому струмовідводящими провідниками 6, наноситься гетерогенна суміш на основі епоксидної смоли.

6. З робочої сторони модуля в п'єзопластині нарізаються рівнобіжні пази на товщину пластини з кроком штахет  $b = 0,4$  мм.

7. Технологічні зазори заповнюються клеєм.

8. На модуль наноситься металеве покриття, що забезпечує електричне з'єднання робочої поверхні всіх п'єзоелементів, і з'єднується з заземленими виходами роз'єму.

9. Після металізації модуля наноситься чвертьхвильовий перехідний шар з органічного скла Д-34-1 11.



10. До модуля приєднується друга половина роз'єму з виводами у вигляді кручених пар провідників багатожильного кабелю. Кабель проводиться через отвір корпусу і його провідники припаюються до приладового роз'єму.

Корпус приладового роз'єму, корпус усередині металізовані, з'єднані з земляними контактами рознімання і утворюють екран від зовнішніх електродинамічних полів .

11. Кабельне введення у корпус герметизується за допомогою вулканізації.

## ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛІВ 2-5

1. Акустика: Справ./ Под ред. М.А.Сапожкова. - М.: Радио и связь, 1989. - 336с.
2. Дидковский В.С., Найда С.А., Алексеенко А.В. Широкополосные электроакустические тракты медицинских приборов. Монографія (Рекомендовано до друку Вченою Радою НТУУ "КПІ" Протокол №8 від 1 липня 2013 г.). - Кіровоград: Імекс-ЛТД, 2014.- 264 с.
3. Аналоговая и цифровая электроника/ Под ред. О.П.Глудкина.-М.: Горячая Линия-Телеком, 1999.-768с.
4. Аронов Б.С. Электромеханические преобразователи из пьезоэлектрической керамики. - Л.: Энергоатомиздат, 1990.- 272с.
5. Баскаков С.И. Лекции по теории цепей. - М.: Изд-во МЭИ, 1991.-224с.
6. Вахитов Я.Ш. Теоретические основы элетроакустики и электроакустическая аппаратура. -М.: Искусство, 1982. -415с.
7. Гусак А.А., Гусак Г.М. Справочник по высшей математике. - Минск: Навука і тэхніка, 1991. - 480с.
8. Дидковский В.С., Найда С.А. О методе расчета фокальных зон при динамической фокусировке ультразвукового пучка. –К., 1992. -9 с. -Деп. в УкрИНТЭИ 01.06.92, №776-Ук92.
9. Дидковский В.С., Найда С.А. Линзовый безабберрационный концентратор для локального измерения или возбуждения акустических полей в биологических тканях. –К., 1992. -8 с. -Деп. в УкрИНТЭИ 08.06.92, №839-Ук92.
10. Дидковский В.С., Найда С.А. О выборе оптимального соотношения между разрешением и числом зон динамической фокусировки при конструировании ультразвуковых диагностических сканеро // Вест. Киев. политехн. ин-та. Электроакустика и звукотехника. -1993. -Вып. 17. -С.38-42.

- 11.Дидковский В.С., Лущик У.Б., Найда С.А. Требования к преобразователям медицинских эхоскопов для визуализации ультразвукового изображения позвоночного канала // Электроника и связь. –2001. -№11 . –С. 49-50.
- 12.Дидковский В.С., Найда С.А., Самир Гази Фарис Кураан. Анализ широкополосных пьезоэлектрических излучателей// Электроника и связь, - 1999. - № 7, - С. 37-41.
- 13.Дидковский В.С., Найда С.А., Самир Гази Фарис Кураан. Принципы построения универсального пьезопреобразователя медицинского ультразвукового эхоскопа // Український журнал медичної техніки і технології. – 1999. - № 4, - С. 31-34.
- 14.Дидковский В.С., Найда С.А., Самир Гази Фарис Кураан. Особенности динамической фокусировки ультразвука в широкополосных медицинских эхоскопах с частотным сканированием // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. –2000. №4. С.59-61.
- 15.Дідковський В.С., Найда С.А. Вимірювання параметрів ультразвукового пучка медичного ехоскопа // Український журнал медичної техніки і технології. -1998. -№1,2. -С.24-28.
- 16.Дідковський В.С., Найда С.А. П'єзоелектричні перетворювачі медичних ультразвукових сканерів: Навч. посібник. -К.: НМЦВО, 2000. -178 с.
- 17.Домаркас В.И., Р.-И.Ю. Кажис. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: Минтис, 1975.- 258с.
- 18.Домаркас В.И., Пилецкас Э.Л. Ультразвуковая эхоскопия. – Л.: Машиностроение, 1988.- 276с.
- 19.Залесский В.В. Анализ и синтез пьезоэлектрических преобразователей. -Ростов: Изд-во Ростовского университета, 1971.-152с.
- 20.Ермолов И.Н. Контроль ультразвуком: Краткий справ. - М.: НПО ЦНИИТМАШ, 1992. - 86с.

21. Кайно Г. Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов: Пер. с англ. - М.: Мир, 1990. - 656с.
22. Каневский И.Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. - М.: Наука, 1977. - 336с.
23. Касаткин Б.А., Павин Н.Я. Сравнительный анализ и энергетические оценки широкополосных пьезопреобразователей // Дефектоскопия. – 1979. №1. - С.61-66.
24. Касаткин Б.А., Павин Н.Я. Многопараметровая оптимизация и энергетические оценки широкополосных пьезопреобразователей // Акуст. журн. – 1980. - Т.26. - Вып.5. - С.721-726.
25. Королев М.В., Карпельсон А.Е. Широкополосные ультразвуковые пьезопреобразователи. - М.: Машиностроение, 1982. - 157с.
26. Моисеев Н.Н., Иванюков Ю.П., Столярова Е.М. Методы оптимизации. - М.: Наука, 1978. - 352с.
27. Найда С.А. Методы построения и оптимизации пластинчатых широкополосных пьезоэлектрических излучателей. – К., 1997. - 21 с. - Деп. в ГНТБ Украины 11.11.97, №548-Ук97.
28. Неразрушающий контроль: В 5 кн. Кн.2. Акустические методы контроля: Практ. пособие / Под ред. В.В. Сухорукова. - М.: Высш.шк., 1991. - 283с.
29. Потёмкин В.Г. Система MATLAB: Справочное пособие. – М.: Диалог. – МИФИ, 1997. - 350с.
30. Применение ультразвука в медицине: Физические основы: Пер. с англ. / Под ред. К.Хилла. – М.: - Мир, 1989. - 568 с.
31. Принципы фокусировки и сканирования в ультразвуковых диагностических эхоскопах. Медицинские приборы, оборудование и инструменты. - 1991. - Вып.1.

- 32.Пьезокерамические преобразователи. Методы измерения и расчёт параметров: Справочник / Под ред. С.И.Пугачёва. - Л.: Судостроение, 1984.
- 33.Розенберг Л.Д. Звуковые фокусирующие системы.-М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1949.-110с.
- 34.Самир Гази Фарис Кураан. Оптимизация пластинчатых широкополосных пьезопреобразователей для медицинских ультразвуковых эхоскопов // Український журнал медичної техніки і технології. -2000. -№3-4. -С.21-26.
- 35.Самир Гази Фарис Кураан. Динамическое частотное сканирование в широкополосных ультразвуковых эхоскопах // Электроника и связь, - 2000. - № 8. -Т.1. -С.56-57.
- 36.Самир Гази Фарис Кураан. Широкодиапазонный перестраиваемый пьезопреобразователь эхо-сигнала для медицинского ультразвукового эхоскопа // Электроника и связь, - 2000. - № 9. -С.72-73.
- 37.Самир Гази Фарис Кураан. Возбуждение коротких акустических импульсов пьезопреобразователем с переходными слоями с помощью электрических импульсов специальной формы // Вимірювальна техніка в технологічних процесах (Зб.наук.пр. за результатами VIII науково-технічної конференції “Вимірювальна техніка в технологічних процесах”, Хмельницький). –2001. №8. –С.181-185.
- 38.Скучик Е. Основы акустики: В 2 т.-М.: Мир,1976.-Т.2.-546с.
- 39.Смарышев М.Д. Направленность гидроакустических антенн. -Л.: Судостроение, 1973.-280с.
- 40.Собенин Я.А. Расчет полиномиальных фильтров. - М.: Связьиздат, 1963.-208с.
- 41.Справочник по гидроакустике / А.П.Евтютов, А.Е.Колесников, А.П.Ляликов и др.-Л.: Судостроение, 1982.-344с.

42. Увидешь то, что вам необходимо. Ультразвуковая диагностика. Краткий каталог фирмы KONTRON INSTRUMENTS(Франция). Printed in France 0893.
43. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. А.П.Голяминой.-М.: Советская энциклопедия, 1979.-400с.
44. Ультразвуковая диагностика: Краткий каталог фирмы “KONTRON INSTRUMENTS”, Франция.1993.
45. Ультразвуковая система IDI 1000. Спецификация. Worldwide Headquarters ATL Ultrasound. 1997.
46. Ультразвуковые преобразователи: Пер. с англ./ Под ред. Е.Кикучи. -М.: Мир, 1972.-424с.
47. Ультразвуковые преобразователи для неразрушающего контроля. Под ред. И.Н. Ермолова. - М.: Машиностроение, 1986.- 280с.
48. Физика визуализации изображений в медицине. В 2-х томах. Т.2. Пер. с англ./ Под ред. С.Уэбба. - М.: Мир,1991.-408с.
49. Эхо-камера SSD 630. Многоцелевой линейный и секторный сканер. Printed in Japan 91-5 U13-415(D).
50. Эхо-камера SSD 650. Высококачественный многоцелевой линейный и секторный сканер. ALOKA. Рекл. проспект. Printed in Japan 90-3U12-33(D).
51. SIEMENS. Sonoline Elegra Platform. Ground – Breaking Ultrasound Technology. From the Ground Up. Siemens Medical System. Inc. 1998. Printed in the USA.
52. SIEMENS. Explore new territory with our. VFX 13-5 Multi-D™ Array transducer. 1999 Siemes Medical Systems. Inc.
53. Sonosite™ 180 – переносна ультразвукова система нового покоління. Технічні характеристики. ATL. Рекламна сторінка.
54. The HDI (High Defimation Imaping) 1000 System – a new class of ultrasound, 1997. ATL Ultrasound. R-1245 Printed in USA 2-97.

55. Дідковський В.С. Електроакустичні п'єзокеамічні перетворювачі. Навч. посібник. / В.С. Дідковський, О.Г. Лейко, В.Г. Савін – Кіровоград: «Імекс-ЛТД», 2006. – 448 с.
56. Пат. на корисну модель 80344 Україна, МПК А61N 7/00, G01N 29/00. Випромінювач ультразвукового терапевтичного апарату / Дідковський В.С., Найда С.А., Желяскова Т.М.; заявники та власники Дідковський В.С., Найда С.А., Желяскова Т.М. – № u201213518; заявл. 26.11.2012; опубл. 27.05.2013, Бюл. №10/2013.
57. Chivers R.C, Zell K., Peak J.C.F., Fielding S.H. The tethered float ultrasonic radiometr// *Acustica*. -1993. -№2. -V.79. -P.170-174
58. Desilets C. S., Fraser J. P., Kino G. S. The design of efficient broad – band piezoelectric transducers // *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* –1978. №3. P.115–125.
59. Handrik Willing et all. Diagnostic ultrasound for two–dimensional temperature mapping in hypertermia and laser–induced tissue coagulation// *Acustica*. Supliment 1. January/Faruary 1999, Vol. 85. – 3aBD3.
60. Ostrovskii I.V., Marchenko A.T. Variable thickness piezoelectric transducers for medical applications // 3 Annual Convention of the AIUM, Georgia, 1991, Absrakt. №4012.
61. SIEMENS. Explore new territory with our. VFX 13–5 Multi–Dä Array transducer. 1999 Siemes Medical Systems. Inc.
62. SIEMENS. Sonoline Elegra Platform. Ground – Breaking Ultrasound Technology. From the Ground Up. Siemens Medikal System. Inc. 1998. Printed in the USA.
63. Sonositeä 180 – переносна ультразвукова система нового покоління. Технічні характеристики. ATL. Рекламна сторінка.

## **РОЗДІЛ 6**

### **АПАРАТНІ МЕТОДИ ПАСИВНОЇ ДІАГНОСТИКИ**

#### **6.1. Розрахункові співвідношення методу акустотермометрії біологічних тканин**

Новим і в вищому ступені актуальним напрямком в ранній медичній діагностиці є діагностика за пасивним функціональним зображенням людського тіла, яка отримана методами реєстрування фізичних полів людини різної природи [1]. З таких методів найменш розробленим є акустотермометричний, який полягає в реєстрації власного теплового акустичного випромінювання тіла. З його допомогою можна вимірювати не тільки поверхневу, але і глибинну температуру, що принципово не може бути виконано засобами радіометрії, інфрачервоної техніки та ін., і на що була звернена увага ще в [23] і вказані такі галузі застосування як геофізика, океанологія, техніка. Контроль глибинної температури тіла при фізіотерапевтичному впливі на організм людини і гіпертермічному - на пухлини запропонований в [3]. З ціллю з'ясування перспективності методу в медицині порівнянно з радіотермометричним були проведені теоретичні і експериментальні дослідження методу і практичних схем його реалізації при використанні плоских п'єзоелектричних перетворювачів (ПП) для реєстрації акустичного випромінювання [4-10]. Проте, через неадекватний вибір в них моделей ПП і акустичних полів не вдалося пояснити значного кількісного розходження теоретичних і експериментальних результатів. В цій роботі на основі обґрунтованих моделей були одержані співвідношення, які дозволяють розрахувати оптимальні параметри акустотермометра.

В якості моделей біологічних тканин використовується вода, яка має близьке значення акустичного імпедансу. Оскільки фізичною причиною як електромагнітного (радіочастотного), так і акустичного теплових випромінювань будь-якого середовища є хаотичний б.рух його атомів і молекул, вираз для спектральної густини акустичного випромінювання



безмежного середовища аналогічно виразу закону випромінювання Релея-Джинса, який є окремим випадком закону випромінювання абсолютно чорного тіла Планка при  $hf \ll k_{\sigma}T$ , а саме:

$$\varepsilon(f, T) = \frac{dI}{df} = \frac{2\pi \cdot f^2 k_{\sigma} T}{v^2} \quad (6.1)$$

де  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж/с - стала Планка;  $k_{\sigma} = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К - стала Больцмана;  $f, v$  - частота і швидкість акустичних коливань в середовищі;  $T$  - термодинамічна температура середовища. Якщо врахувати, що інтенсивність акустичних хвиль  $I = P^2/(2 \cdot \rho v) = P^2/(2 \cdot Z_2)$ , для квадрату акустичного тиску  $P^2$  теплових акустичних коливань в інтервалі  $\Delta f \ll f$  безмежного середовища з температурною  $T$  з (1.1) отримуємо:

$$P^2 = \frac{4\pi \cdot f^2 \rho k_{\sigma} T \Delta f}{v} \quad (6.2)$$

де  $\rho$  - густина, а  $Z_2 = 1,54 \cdot 10^6$  Па·с/м - питомий акустичний імпеданс води.

Нехай датчиком тиску, як і в [4-10], є кругла п'єзoeлектрична пластина з діаметром  $D \gg \lambda$  ( $\lambda$  - довжина хвилі в воді) і з питомим імпедансом  $Z_0$ , яка навантажена з тильної сторони демпфером з питомим імпедансом  $z_1$ , а з передньої – має один чи два чвертьхвильових шара з питомим імпедансом  $(z_3/Z_2)^2 = Z_0/Z_2$  чи  $(Z_3/Z_4)^2 = Z_0/Z_2$  відповідно, причому, електричним навантаженням ПП є індуктивність  $L \approx 1/(\omega_0^2 \cdot C_0)$ ,  $\omega_0$  - частота його механічного резонансу, а  $C_0$  - статистична ємність п'єзопластини. Користуючись представленням цієї системи в вигляді складного електромеханічного чотирьохполюсника, який описаний ланцюжковою (А - чи Брейзіга) матрицею, для коефіцієнта перетворення тиску в плоскій хвилі, яка падає нормально до поверхні ПП, у відсутності ПП, в напругу, отримуємо вираз:

$$K_{no} \equiv U/P = (z_0/z_2)^{1/2} \cdot (I_0 \cdot e_{33}) \quad (6.3)$$

де  $l_0 = v^D / (2 \cdot f_0)$  - товщина п'єзопластини,  $v^D$  - швидкість звуку при сталій індукції  $D$ ,  $\epsilon_{33}$  - електрична стала. Для найбільш поширеної п'єзокераміки і води  $(z_0/Z_2)^{1/2} \approx 4.5$ . Видно, що шари діють як трансформатори тиску і збільшують  $K_{\text{по}}$ . Крім того, вони розширюють смугу пропускання  $\Delta f$  навіть у відсутності демпфера ( $z_1 = 0$ ), так що у випадку двох шарів  $\Delta f/f_0 \approx 0.6$ . При цьому можна вважати, що  $K_{\text{п}}(f) \approx K_{\text{по}}$  внутрішній смузі  $\Delta f$  і  $K_{\text{п}}(f) = 0$  - поза цієї смуги.

Врахуємо ту принципову обставину, що поле теплових акустичних коливань є полем некогерентних джерел: має рівноймовірний напрям і випадковий характер фаз у просторі. Найбільш поширеною моделю такого поля в гідроакустиці є поле, в якому статистичні незалежні джерела рівної продуктивності рівномірно розподілені за поверхнею сфери в дальньому полі антени (ПП) [14]. В рамках цієї моделі коефіцієнт перетворювача тиску теплових коливань [15]:

$$K_{\text{ш}} = \frac{K_{\text{по}}}{\sqrt{K}} \quad (6.4)$$

де  $K = 4\pi A_0 / \lambda^2 = (\pi D / \lambda)^2$  - коефіцієнт концентрації антени,  $A_0$  - площа ПП.

Для використаного у [8] ПЕП з  $D = 20$  мм,  $f_0 = 2$  МГц ( $\lambda = 0.7$  мм):  $K_{\text{ш}} = K_{\text{по}}/90$ , тобто майже на два порядки менша за  $K_{\text{по}}$ .

З врахуванням (6.2) і (6.4) вираз для квадрату напруги на електродах ПП, відповідного тепловим акустичним коливанням середовища, має вигляд:

$$U_{\text{ш.сп}}^2 = (K_{\text{ш}} P)^2 = \frac{Z_2}{A_0} k_6 T_{\text{сп}} K_{\text{по}}^2 \Delta f \quad (6.5)$$

тобто представляє собою "білий" шум. Тут  $\Delta f$  може бути порядку  $f_0$ . На виході ПП воно квадратично сумується з напругою його власних теплових шумів, яка, згідно теореми Найквіста, дорівнює:

$$U_{\text{шн}}^2 = 4 R k_6 T_{\text{ш}} \Delta f \quad (6.6)$$

де  $R = \int_{f_n}^{f_v} R(f) \cdot df / \Delta f$  еквівалентний опір шумів;

$R(f)$  - дійсна частина електричного імпедансу ПП з електричним навантаженням;  $T_n$  - температура ПП;  $\Delta f = f_v - f_n$

Можна показати, що висновком комплексної теореми взаємності ПП є співвідношення:

$$K_n(f) \approx 2 \sqrt{\frac{RA_0}{GZ_1 + Z_2}} \quad (6.7)$$

де  $G = 1$ ,  $G = (z_2/z_3)^2 = Z_2/Z_0$ ,  $G = (z_4/z_3)^2 = z_2/z_0$  для випадків відсутності, наявності одного чи двох шарів відповідно; точна рівність виконується на частоті  $f_0$ . З врахуванням (6.7) співвідношення шумів середовища і ПП дорівнює:

$$\frac{U_{ш.ср}^2}{U_{ш.п}^2} = \frac{T_{ср}/T_n}{1 + GZ_1/Z_2} \quad (6.8)$$

З (6.8) видно, що при  $T_{ср} \approx T_n$ , відсутності узгоджуючих шарів ( $z_3=z_4=z_2$ ) і  $z_1/z_2 \gg 1$ , що у цьому випадку необхідно для отримання широкої смуги пропускання ПП, співвідношення значно менше за одиницю. Тому для використання в акустотермометрії цей випадок не представляє цікавості. При наявності шарів і  $GZ_1/z_2 = z_1/z_0 \ll 1$ :  $U_{ш.ср}^2 \approx U_{ш.п}^2$

Із співвідношення (6.5) можна визначити температуру однорідного середовища. У випадку однорідного середовища з відомою температурою  $T_0$ , в якій на глибині  $z$  є ділянка, яка нагріта відносно середовища на температуру  $\Delta T$ , вимірювання температура дорівнює

$$T = T_0 + \Delta T \exp(-z/\delta),$$

і для визначення  $z$  і  $\Delta T$  необхідне двочастотне зондування на частотах  $f_1$  і  $f_2$ , так що

$$T_1 = T_0 + \Delta T \exp(-z/\delta_1), \quad T_2 = T_0 + \Delta T \exp(-z/\delta_2),$$

де  $\delta_1, \delta_2$  - довжина затухання на цих частотах. Розв'язуючи цю систему рівнянь відносно  $\Delta T$  і  $z$  отримуємо:

$$\Delta T = \left( \frac{(T_1 - T_0)^{\delta_1}}{(T_2 - T_0)^{\delta_2}} \right)^{1/(\delta_2 - \delta_1)}$$

$$z = \ln \left[ \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} \right] \frac{\delta_1 \delta_2}{\delta_1 - \delta_2}$$

Розглянемо тепер випадок ПП з фокусуючою лінзою, яка в [8] використовувалась тільки для демонстрації великого поперечного просторового разрешення, але раніше не розглядалась. Візьмемо в якості радіуса сферу, яка синфазно випромінює у всі напрямки і яка знаходиться у фокусі лінзи, радіус просторової кореляції  $\rho = \lambda/2$ . При врахуванні розходження сферичної хвилі і її затухання з коефіцієнтом  $\gamma = Af^n$  (для біологічної тканини  $n \approx 1$ ), в площині ПП отримуємо плоску хвилю з тиском:

$$P^2 = \frac{\pi \cdot Z_2}{F^2} k_\delta T(F) \int_{f_n}^{f_n} \exp(-AfF) df \quad (6.9)$$

де  $F$ ,  $T(F)$  - фокусна відстань лінзи і температура середовища в фокусі.

Вираз для напруги на електродах ПП має вигляд:

$$U_{ш.ф}^2 = K_{no}^2 P^2 = U_{ш.сер}^2 \left\{ \frac{\exp(-Af_n F) - \exp(-Af_6 F)}{A \Delta f F} \cdot \frac{\pi D}{2F} \right\}^2 \quad (6.10)$$

де  $U_{ш.сер}^2$  визначається з (6.5) з заміною  $T_{сер}$  на  $T(F)$ . Якщо  $\gamma_{в,н} \ll 1$ , вираз переходить в наступний:

$$U_{ш.ф}^2 = U_{ш.сер}^2 \left\{ \frac{\pi D}{2F} \right\}^2 \quad (6.11)$$

Спектр напруги представляє собою "білий" шум. Узявши  $(D/F)_{\max} = 2$ , отримуємо,  $U_{ш.ф}^2 = U_{ш.сер}^2 \pi^2$ , тобто інтенсивність обумовлена сфокусованим сигналом, майже в 10 разів більша, ніж несфокусованим. Оскільки інтенсивність власних шумів ПП (6.6) від фокусування не залежить, то співвідношення  $U_{ш.сер}^2 / U_{ш.н}^2$  у стільки ж разів збільшиться. Цей випадок можна

реалізувати, якщо для вимірювання поверхневої температури тіла ПП з лінзою розташувати на відстані  $F$  від тіла, а простір між ними в вигляді збіжного конусу заповнити водою, закривши вершину конусу акустично прозорим вікном.

У випадку  $\gamma F \approx 1$  коефіцієнт при  $U_{\text{ш.сер}}^2$  у (6.11) все ще набагато більший за, тобто має вигоду і при визначенні глибинної температури. Другою важливою перевагою при цьому є те, що для цього достатньо одночастотного зондування.

Що до спектра напруги у (6.11), то воно вже не є "білим" шумом. Проте, визначення із нього температури в фокусі  $T(F)$  з врахуванням того, що  $\gamma(f) = Af^n$  припущенно відомим, не представляє великих зусиль.

Особливістю акустотермометра біологічних об'єктів є вимога чутливості порядку  $1^\circ\text{K}$  чи  $1/310 = 0.003$  (0.3 %). Для вимірювання інтенсивності шумових сигналів з високою чутливістю в радіоастрономії використовують ланцюги, які складаються з 3-х кілець [16]: смугового фільтра високої частоти (ФВЧ) з коефіцієнтом передачі  $k_1$ ; квадратичного детектора (КД) з нелінійною характеристикою  $y = \beta x^2$  і фільтра низьких частот (ФНЧ) з функцією передачі  $k_2$ . Вважається, що  $x(t)$  є стаціонарним випадковим процесом з нульовим середнім значенням, тобто  $x(t) = 0$ . Тоді коефіцієнт згладжування флуктуацій  $Q$ , дорівнює співвідношенню відносної флуктуації  $\delta_y/y = \sqrt{2}$  на виході детектора до відносної флуктуації  $\delta/\xi = \Theta/T_{\text{cp}}$  (при  $U_{\text{ш.сер}}^2 \gg U_{\text{ш.п}}^2$ ) на виході ФНЧ, дорівнює:

$$Q \equiv \frac{\delta_y/y}{\delta/\xi} = \sqrt{\Delta W \Delta \Omega}$$

де  $y = \beta x^2$ ,  $\sigma_y^2 = 2\beta^2 \langle x^2 \rangle^2$ ,  $\delta_y$ ,  $\delta$ ,  $\Theta$  - середньоквадратичне відхилення величин  $y$ ,  $\xi$ ,  $T_{\text{cp}}$  від їх середнього значення. Звідси :

$$\Theta = T \sqrt{\frac{2\Delta\Omega}{\Delta W}}$$

де  $\Delta W$  - смуга ФВЧ, центроване коло  $W_0$ , а  $\Delta\Omega \ll \Delta W$ - смуга ФВЧ. Це граничне значення чутливості, яке досягається тільки тоді, коли відносна чутливість вихідного приладу не гірша  $\Theta/T$ . Для цього на вимірювальних приладах можна подати зустрічну постійну напругу -  $\xi_0$  і зробити цей прилад більш чутливим. Але стабільність показників приладу порушується повільними флуктуаціями підсилення ( "дрейфом нуля"). Від їх впливу позбавляє модуляційний метод вимірювання.

У [6-10] використовувалась механічна модуляція (нагадаємо, для нефокусуєчого ПП): періодичне з частотою 10 Гц перемикання випромінювання від об'єкта на випромінювання з води, яке знаходиться між ПП і модулятором. Розглянемо процес модуляції більш докладніше. При цьому на вхід ФВЧ (ПП + УВЧ ) надходить випадковий процес:

$$U(t) = U_{ш.п}(t) + U_{ш.сеп}(t) \text{ протягом часу } 0 < t < \pi/\Omega;$$

$$U(t) = U_{ш.п}(t) + U_{ш.в}(t) \text{ протягом часу } \pi/\Omega < t < 2\pi/\Omega;$$

Оскільки  $U_{ш.п}(t)$ ,  $U_{ш.сеп}(t)$ ,  $U_{ш.в}(t)$  - незалежні випадкові процеси, вони попарно квадратично сумуються, так, що середньоквадратичну напругу можна представити у вигляді:

$$U^2 = U_{ш.п}^2 + U_{ш.в}^2 + \mu(t) \cdot (U_{ш.о}^2 - U_{ш.в}^2)$$

де  $\mu(t) = 1$  при  $0 < t < \pi/\Omega$  і  $\mu(t) = 0$  при  $\pi/\Omega < t < 2\pi/\Omega$ , а частина, яка змінюється з частотою  $\Omega$  дорівнює  $U_{ш.о}^2 - U_{ш.в}^2 \ll U_{ш.п}^2 + U_{ш.в}^2$ . Слід відзначити, що в роботі [6] для середнього квадрату звукового тиску помилково був прийнятий вираз  $P^2 = (z_2/A_0)k_6(T_0 - T_n)df$ , в результаті чого для відповідної напруги виявилось набагато менше істинного, яке визначається виразом (6.5). Малий змінний доданок у (6.15) на фоні великої складової можна виділити за допомогою синхронного детектора (СД), який виконує перемноження ВЧ напруги шумів на напругу від модулятора, і ФНЧ. Приймаючи до уваги, що  $x(t) = k_1 U(t)$ ,  $y = \beta x^2(t) = \beta k_1^2 U^2(t)$ , знаходимо постійну складову, яка вирізає ФНЧ, для нефокусуєчого ПП:

$$\xi = k_2 \frac{A a_1}{2} \beta \cdot k_1^2 \frac{Z_2}{A_0} k_\delta (T_0 - T_b)$$

де  $A$  - амплітуда напруги, яка подається на СД від модулятора,  $a_1 = 2/\pi = 0.64$  - коефіцієнт Фур'є розкладання функції  $\mu(t)$ . Суттєво, що величина змінної складової в (6.15) представляє різницю двох великих величин, які по черзі підсилюються УВЧ. Тому при нелінійному обмеженні в підсилювачі величини  $[2 \cdot (U_{ш.п}^2 + U_{ш.о}^2)]^{1/2}$  значно зменшиться змінна доданка, а разом з ним - в стільки ж разів і чутливість визначення температури. Цим схема акустотермометра принципово відрізняється від тієї яку розглядаємо в [16], де на вхід ФВЧ надходить процес  $f(t) = f_0(t) + \mu(t)\Delta f(t)$ , де внутрішній шум  $f_0(t)$  і зовнішній шум  $\Delta f \ll f_0(t)$  - незалежні випадкові процеси. У випадку порушення лінійності для значень  $f_0(t)$  (в [16] він не розглядався) для  $\Delta f$  підсилення залишиться лінійним. Із-за зазначеної вище помилки автори [6] могли не звернути уваги на цю різницю, якою можна пояснити майже в 10 разів менше експериментально визначення значення чутливості порівнянно з теоретичним (6.14).

Оскільки для фокусування на глибину тіла перетворювача механічну модуляцію здійснити неможливо, можна скористатись нульовим модуляційним методом, при якому вхід УВЧ з частотою  $\Omega'$  перемикається з ПП на шумовий еталон і назад. Якщо еталоном взяти резистор в термостаті з температурой  $T_e$  і підібрати опір резистора таким, щоб на виході ФНЧ був нуль, то з врахуванням малості інтенсивності власних шумів ПП можемо записати рівність:

$$4Rk_\delta T_e \Delta f = \frac{\pi Z_2}{F^2} k_\delta t_{cp} \frac{\exp(-\gamma_n f) - \exp(-\gamma_b f) \Delta f}{A \Delta f F}$$

звідси

$$T_{оп} = \frac{4R \left( F^2 / \pi Z_2 \right) A F \Delta f}{\exp(-\gamma_n f) - \exp(-\gamma_b f)}$$

Зміна температури відносно цього значення на  $\Delta T$  приведе до зміни  $\xi$ :

$$\xi = \frac{k_2 \frac{Aa_1}{2} \beta \cdot k_1^2 \frac{\pi \cdot Z_2}{F^2} \exp(-\gamma_n f) - \exp(-\gamma_b f) \Delta T}{AF}$$

При такій модуляції, на відміну від механічної, частоту  $\omega$ , а разом з нею і  $\Delta\omega$ , можна взяти значно більшими, а час  $\tau = 1/\Delta\omega$  - значно меншим. Так, відповідно з (6.14) для отримання  $\Theta = 0.5$  К при  $T = 310$  К і  $\Delta\omega = 2 \cdot \pi \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> достатньо  $\tau = 1/\Delta\omega = 0.12$  с, що майже на два порядки менше, ніж  $\tau = 30$  с в [5-10], і дозволяє вимірювати температуру в реальному масштабі часу.

## 6.2. Нульовий модуляційний метод вимірювання теплового акустичного випромінювання біологічних об'єктів

### 6.2.1. Постановка задачі

Чутливість акустотермометра в значній мірі може залежати від вибору метода вимірювання випромінювання і схеми його реалізації.

Модуляційний метод дозволяє виділити слабкі шумові сигнали електромагнітного випромінювання в радіоастрономії на фоні власних шумів приймача [17], а нульовий модуляційний - значно підвищить точність вимірювання температури біологічних об'єктів за їх тепловим акустичним випромінюванням [2,3,4], який реєструється за допомогою п'єзоелектричного перетворювача (ПП). Електрична схема методу в останньому випадку не аналізувалась, а точність вимірювання температури виявилась значно меншою, ніж витікає з теорії [17]. Такий аналіз даний в цій роботі.

Блок-схема акустотермометра з робіт [8,9] приведена на рис.6.1.

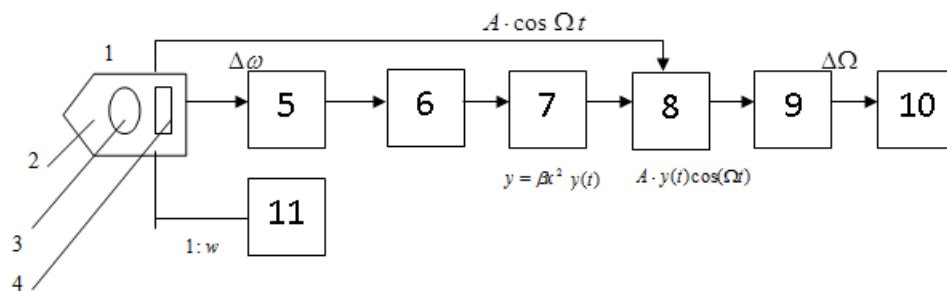


Рис.6.1 Блок-схема акустотермометра.



Акустотермометр через блок модулятора 1, заповнений водою, з акустично прозорим вікном 2 вводиться до стикання з об'єктом, наприклад, зі шкірою пацієнта. Шумовий акустичний сигнал з тіла пацієнта модулюється обтюратором 3, який обертається електродвигуном, і поступає на п'єзоперетворювач 4. Сигнал з його виходу через трансформатор 5 подається на широкосмуговий ВЧ підсилювач 6, детектується квадратичним детектором (КД) 7 і подається на синхронний детектор (СД) 8, на який поступає опорна напруга з модулятора. З виходу СД сигнал подається для усереднення на фільтр низької частоти (ФНЧ) 9 і реєструється самописцем 10; температуру модулятора вимірює схема 11.

При відкритому модуляторі на ПП поступає випромінювання від досліджуемого об'єкта, при закритому – випромінювання із води, яка заповнює модулятор. Цей сигнал є еталонним. Коли температура тіла і модулятора збігаються, самописець повинен установитися на нульовому показнику. Звідси і назва методу: нульовий модуляційний.

### **6.2.2. Аналіз блоків електричної схеми нульового модуляційного методу**

Розглянемо послідовно кожний блок акустотермометра.

#### 1. П'єзоперетворювач

Як показано в [13], середній квадрат напруги на електродах ПП, відповідного тепловим акустичним коливанням об'єкта чи води в модуляторі, дорівнює:

$$\langle U_{o,s}^2 \rangle = \langle p_{ef}^2 \rangle \cdot K_{\Pi o}^2 = (Z_2 / A_0) \cdot k_B \cdot T_{o,s} \cdot K_{\Pi o}^2 \cdot \Delta f, \quad (6.12)$$

де  $z_2 = 1,5 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot \text{с} / \text{м}$  – питомий акустичний імпеданс, однаковий для об'єкта і води;  $A_0$  – площа ПП;  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / ^\circ \text{К}$  – стала Больцмана;  $T_{o,s}$  – температура тіла чи води в  $^\circ \text{К}$ ;  $\Delta f$  – ширина смуги частот ПП, в якій  $K_{\Pi}(f) \cong K_{\Pi o}$ , а за межами якої  $K_{\Pi}(f) \cong 0$ ;  $K_{\Pi o}$  – коефіцієнт перетворення тиску – напруга в плоскій хвилі з фронтом, паралельним площині ПП, на частоті його механічного резонансу (антирезонансу)  $f_0$ .

Електричною напругою ПП є індуктивність, яка підключена до його електродів і налагоджена в резонанс з ємністю затиснутого ПП. Акустично ПП узгоджений з об'єктом (водою) за допомогою двох чвертьхвильових (на частоті  $f_0$ ) шарів з  $z_0 > z_3 > z_4 > z_2$ , де  $z_0, z_3, z_4$  – питомі акустичні імпеданси ПП, першого і другого шарів відповідно. В цьому випадку:

$$K_{\Pi o} = (z_3 / z_4) \cdot l_0 / e_{33} = (z_0 / z_2)^{1/2} \cdot l_0 / e_{33}, \quad (6.13)$$

де  $l_0$  – товщина,  $e_{33}$  – п'єзоелектрична стала ПП. З (6.13) видно, що наявність узгоджуючих шарів збільшує  $K_{\Pi o}$ , причому у випадку ПП, коли використовують п'єзокераміку, це збільшення  $\sim 5$ . Крім того, наявність шарів розширює смугу пропускання  $\Delta f$ .

Ефективна напруга  $\langle U_{o,B}^2 \rangle^{1/2}$  є е.р.с. еквівалентного генератора шумового сигналу, внутрішній імпеданс якого є комплексним, а дійсна частина в смузі частот  $\Delta f$ :

$$R = R(f_0) = (z_2 / (4 \cdot A_0)) K_{\Pi o}^2, \quad (6.14)$$

і є, згідно теореми Найквіста, джерелом власного теплового електричного шуму ПП [18]:

$$\langle U_{\Pi\Pi}^2 \rangle = 4 \cdot R \cdot k_B \cdot T_{\Pi\Pi} \cdot \Delta f. \quad (6.15)$$

З (2.2.1.1), (2.2.1.3) і (2.2.1.4) витікає:

$$\langle U_{\Pi\Pi}^2 \rangle / \langle U_{o,B}^2 \rangle = T_{\Pi\Pi} / T_{o,B}, \quad (6.16)$$

і при  $T_{\Pi\Pi} = T_{o,B}$  це відношення дорівнює одиниці. Помітимо, що у випадку фокусуючого ПП співвідношення може бути  $\ll 1$  [13].

Величини  $\langle U_{o,B}^2 \rangle^{1/2}$  і  $R$  в залежності від матеріала п'єзоперетворювача і його площини можуть змінюватись у широких межах. Так, для пластини з ніобата літію ( $z_0 = 34 \cdot 10^6$  Па·с/м,  $e_{33} = 1,22$  Кл/м<sup>2</sup>) площиною  $(1 \times 1)$  см<sup>2</sup>, яка має частоту  $f_0 = 1,3$  МГц, і яка узгоджена з водою за допомогою чвертьхвильової пластини хлористого калію ( $z_3 \cong 9 \cdot 10^6$  Па·с/м) в смузі частот  $(0,9 \div 1,8)$  МГц,

$\langle U_{0,g}^2 \rangle^{1/2} = 83 \text{ мкВ}$ , а  $\text{Re}Z = R = 450 \text{ кОм}$ . Для п'єзокераміки PZT – 8 з близькими, крім,  $e_{33} = 13,2 \text{ Кл/м}^2$ , параметрами  $\langle U_{0,g}^2 \rangle^{1/2} = 7 \text{ мкВ}$ , а  $R = 3,8 \text{ кОм}$ .

## 2. Узгоджувачий трансформатор

Еквівалентна схема для розрахунку трансформатора представлена на рис.6.2 Вона аналогічна схемі узгоджувачого низькоомного джерела з підсилювачем, яка застосовується в звукотехніці [19], у якій е.р.с. детермінованого сигналу замінена шумовою напругою  $U_{o,b}(t)$ , а внутрішній опір генератора е.р.с. – комплексною. На схемі позначені: БП – безшумний підсилювач;  $U_{\text{під}}$  і  $I_{\text{під}}$  – шумові напруга і струм еквівалентних генераторів власного шуму підсилювача. Приведення внутрішніх джерел шуму до входу підсилювача характеризує шумові властивості незалежно від коефіцієнта його підсилення, що дозволяє порівнювати його шум з вхідним сигналом. Еквівалентний генератор струму  $I_{\text{під}}$  враховує ті власні шуми, рівень яких на виході залежить від повного внутрішнього опору джерела сигналу (в даному випадку  $Z$ ). Еквівалентний генератор  $U_{\text{під}}$  характеризує власні шуми, рівень яких досягає при закороченому за змінним струмом вході підсилюючого елемента. Кількісні значення  $U_{\text{під}}$  і  $I_{\text{під}}$  визначаються типом підсилюючого елемента: біполярного транзистора (БТ), операційного підсилювача (ОП) чи польового транзистора (ПТ). Співвідношення сумарної (разом з шумом самого підсилювача) інтенсивності шуму до власного теплового шуму джерела сигналу  $F$  – коефіцієнт шуму, для перших двох елементів робиться мінімальним при оптимальному внутрішньому опорі джерела сигналу. В даному випадку:

$$w_{\text{opt}} = \sqrt{(U_{\text{під}} / I_{\text{під}}) / |Z|} = \sqrt{R_{\text{opt}} / |Z|} \cong \sqrt{R_{\text{opt}} / R}, \quad (6.17)$$

а  $F_{\text{min}} = 3$ . Звернемо увагу на те, що  $R_{\text{opt}}$  не є еквівалентним опором шуму підсилювача, яке можна використовувати аналогічним до виразу (6.17) образом, як це зроблено в [20], де  $I_{\text{під}}$  взагалі не враховувалось і питання про оптимальне  $w$  не ставилось.

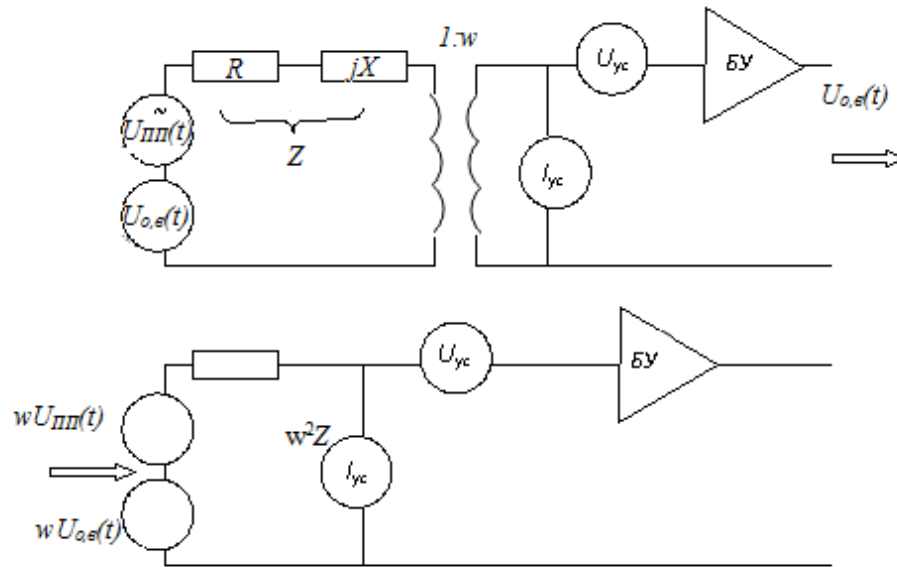


Рис.6.2 Еквівалентна схема для розрахунку трансформатора

Враховуючи значення  $F_{\min} = 3$  і те, що сам сигнал (6.12) є шумовим, а також вираз (6.16) при  $T_{\text{шн}} = T_{o,в}$ , на вході БП отримуємо:

$$\langle U_{\sum \min}^2 \rangle = 4 \cdot w^2 \cdot \langle U_{o,с}^2 \rangle. \quad (6.18)$$

З теорії [17] витікає, що точність визначення температури об'єкта з величини  $\langle U_{\sum \min}^2 \rangle$  на основі співвідношення (6.12) дорівнює:

$$\frac{\theta}{T_o} = 4 \sqrt{\frac{2}{\Delta\omega \cdot \tau}} = 4 \left( \frac{\theta}{T_o} \right)_{\text{порог}}, \quad (6.19)$$

де  $\Delta\omega$  - ширина смуги кругових частот пропускання ПП;  $\tau = 1/\Delta\Omega$ ,  $\Delta\Omega$  - ширина смуги кругових частот пропускання ФНЧ (у випадку  $RC$ - фільтра першого порядку  $\tau = RC$ ). Відзначимо, що замість терміна точність в [2, 3, 4] вживається термін чутливість – мінімальна різниця температур, яка виявляється, а в виразі для порогової чутливості необгрунтовано замість  $\Delta\omega$  вживається  $\Delta f$ .

Вкажемо на інший варіант шумового узгодження – безтрансформаторний. Він складається в збільшенні  $R$  ПП до  $R_{\text{опт}}$  шляхом зменшення  $A_0$  і збільшення  $K_{\text{по}}$  у відповідності з виразом (6.13), (6.14). В цьому випадку  $\langle U_{\sum \min}^2 \rangle$  на вході БП буде дорівнювати значенню (6.18) при  $\omega$

$= 1$ , а точність визначається виразом (6.19). З нього видно, що максимальна точність при наявності на вході УВЧ біполярного транзистора чи операційного підсилювача в 4 рази менша, ніж теоретична (обмежена величиною флуктуації прийнятого шумового сигналу – флуктуаційна точність).

Для ПТ  $I_{\text{під}} \cong 0$ , так що в еквівалентній схемі залишається тільки джерело шумової напруги, яке увімкнене послідовно з джерелом сигналу. Очевидно, що при збільшенні  $\omega$  чи  $R$  коефіцієнт шуму зменшується до 1. При цьому точність визначення температури прямує до значення  $2 \cdot (\theta / T_0)_{\text{порог}}$ .

З огляду на те, що ПТ, володіють меншим коефіцієнтом шуму, але мають значно менший коефіцієнт підсилення, ніж БТ. З врахуванням обох факторів, в звукотехніці наприклад, вважається [19], що підсилювачи на ПТ доцільні для роботи з високоомним джерелом сигналу з  $R \geq 1 \text{ кОм}$ . Їм слід віддавати перевагу перед підсилювачами БТ при  $R_r > 50 \text{ кОм}$ .

В кінці цього розділу відзначимо наступну обставину: із сказаного і з рис.6.2 видно, що шумова напруга  $U_{\text{ПП}}(t)$  і  $U_{\text{о.в.}}(t)$  мають різну природу, тому спроба визначення спектра теплових акустичних шумів води за частотною залежністю  $\text{Re}(Z)$ , яка вимірюється за допомогою імпедансного моста в [20], також як і посилання на [20], як на експериментальне підтвердження теоретичного виду спектра, в [2], є помилкою.

моду.

### 3. Підсилювач високої частоти

При наявності модуляції з частотою  $\Omega$  середній квадрат напруги шумів на вході БП при оптимальному узгодженні можна представити в вигляді:

$$\langle U_{\Sigma}^2 \rangle = \left[ 4 \langle U_{\text{с}}^2 \rangle + \mu(t) \cdot (\langle U_0^2 \rangle - \langle U_{\text{с}}^2 \rangle) \right] \cdot w^2, \quad (6.20)$$

де  $\mu(t) = 1$  при  $0 < t < \pi / \Omega$  і  $\mu(t) = 0$  при  $\pi / \Omega < t < 2\pi / \Omega$ , а  $\langle U_0^2 \rangle - \langle U_{\text{с}}^2 \rangle \ll \langle U_0^2 \rangle \cong \langle U_{\text{с}}^2 \rangle$

Видно, що мала модульована частина утворена різницею середніх квадратів двох випадкових процесів, які діють по черзі на фоні шумів ПП і

УВЧ. На виході УВЧ з коефіцієнтом підсилення  $k_1(\omega)$  середній квадрат напруги шумів буде дорівнювати  $\langle X^2 \rangle = k_1^2 \cdot \langle U_{\Sigma}^2 \rangle$ . Дисперсія цієї напруги, згідно теорії випадкових процесів,  $\sigma_x^2 = (1/T) \cdot \int_0^T [X(t) - \bar{X}]^2 dt$ , а оскільки до квадратичного детектора  $\bar{X} = 0$ , то  $\sigma_x^2 = \langle X^2 \rangle$  чи  $\sigma_x = \langle X^2 \rangle^{1/2}$ . Це значить, що підсилювач повинен бути лінійним аж до амплитуд на виході, які дорівнюють:

$$X_m = k_1 \langle U_{\Sigma}^2 \rangle^{1/2} \cdot k_{II} = 2k_1 \cdot w_{om} \langle U_e^2 \rangle^{1/2} \cdot k_{II}. \quad (6.21)$$

Порушення лінійності буде приводити до зменшення модульован-ної частини сигналу, а тому і точності вимірювання.

#### 4. Квадратичний детектор

Відміною від звичайного детектора, який застосовується для виділення НЧ складової амплітудно модульованого сигналу в радіотехніці, є відсутність ємності, яка паралельна опору навантаження детектора. Він повинен задовольняти наступні вимоги: 1) протяжністю квадратичної характеристики до тих самих значень амплітуд (6.21), що і УВЧ; 2) пропускати постійну складову. Першій вимозі задовольняють схеми піднесені до квадрату, які побудовані в вигляді діодних ланцюжків, які дозволяють отримати квадратичну характеристику в результаті кусочно – гладкой апроксимації параболічної кривої, а також ПТ з протяжністю квадратичної характеристики до 12В. Другій – діодні ланцюжки і ПТ. Але, для других потрібна компенсація великої сталої складової джерела живлення, притому з похибкою значно меншою за модульовану складову сигналу.

#### 5. Синхронний детектор

Він представляє собою перемножувач змінної опірної напруги з частотой  $\Omega$  і амплітудою  $A$  і продетектованної однополярної флуктуючої ВЧ напруги. Збільшена у  $A$  раз напруга  $u(t)$  на вході КД, СД збільшується в стільки ж разів і величину модульованної складової, середнє значення якої

$A \cdot \overline{\Delta y}$  пропорційно різниці температур еталона і об'єкта. Слід звернути увагу на важливу, не відмічену у [17], обставину. Оскільки СД пропускає сталу складову, то його схема повинна володіти високою стабільністю балансу. У зв'язку з цим вкажемо на простий спосіб перевірки схеми нульового модуляційного методу, який в [2,3,4] не використовувався: подавши опорну напругу на СД з вимкненим модулятором, виміряти величину дрейфу нуля.

## 6. Фільтр нижніх частот

Призначений для згладжування НЧ частини флуктуацій продетектованного сигналу до величини, яка забезпечує задану у відповідності з (6.19) точністю вимірювання, а також фільтрацію змінної складової з частотою модуляції. На останньому зупинимось докладніше. Скористуємось виразом для середнього в часі значення сигналу після ФНЧ з [14], враховуючи функцію передачі фільтра  $k_2(\omega)$ , яка була опущена в [17]:

$$\bar{\xi}(t) = A \cdot \left[ \overline{y_0} \cdot \cos(\Omega t) + (\overline{\Delta y} / 2) \sum_k a_k \cdot (k\Omega \pm \Omega) \cdot t \right] \cdot k_2(\omega) \cong A \cdot \left[ \overline{y_0} \cdot k_2(\Omega) \cdot \cos(\Omega t) + a_1 \cdot \overline{\Delta y} / 2 \right], \quad (6.22)$$

де  $k_2(0) = 1, a_1 = 2 / \pi$ . Звідси витікає, що для виділення сталої складової  $\xi_0$  необхідно виконати умову:  $a_1 \cdot \overline{\Delta y} / \overline{y_0} = (1 / \pi) \cdot \overline{\Delta y} \gg \overline{y_0} k_2(\Omega)$  чи  $\overline{\Delta y} / \overline{y_0} \gg \pi \cdot k_2(\Omega)$ . У випадку ФНЧ першого порядку  $k_2(\Omega) = [1 + (\Omega / \Delta\Omega)^2]^{-1/2} \cong \Delta\Omega / \Omega$ , (де  $\Delta\Omega = 1 / \tau, \tau = RC$ ). Отримуємо:

$$\Omega \gg \pi \cdot \sqrt{\Delta\omega / 2\tau}. \quad (6.23)$$

В [20]  $\Delta f = 0,8$  МГц,  $\tau = 30$  с. Після підстановки цих значень, отримаємо  $f_m \gg 1,4 \cdot 10^2$  ( $f_m$  - частота модуляції), тоді як використовувалась  $f_m = 10$  Гц. Для ФНЧ другого порядку, отримаємо:

$$\Omega \gg (\sqrt{\pi} / 2) \cdot \sqrt[4]{\Delta\omega / 2\tau^3}, \quad (6.24)$$

і для тих же параметрів  $f_m \gg 1$  Гц.

Цікаво відзначити, що вираз для порогової точності від порядку фільтра не залежить, тому що коефіцієнт який в нього входить сгладжує флуктуації

$Q = \sqrt{\Delta\omega / \Delta\Omega} \equiv \sqrt{\Delta\omega \cdot \tau}$  в [17] отриманий для  $|k_1(\omega)|^2$  и  $|k_2(\omega)|^2$  в вигляді прямокутників.

### 7. Самописець

Чутливість самописця за напругою повинна бути менша, ніж напруга  $\xi_o$  при обраній точності.

#### **6.2.3. Модифікована схема методу**

Цілю використання нульового модуляційного методу в [11] є калібровка ПП за допомогою теплового акустичного випромінювання. В модифікованій схемі вихід УВЧ з'єднувався не з КД, а з входом аналізатора С-74 зі смугою  $\Delta f = 100 \text{ кГц}$  і з частотою в діапазоні  $(1,4 \div 3) \text{ МГц}$ , яка перебудовується вручну. Напруга з виходу аналізатора подавалась на СД того ж типу, що і в [20], який утримував на виході ФНЧ з постійною часу  $\tau = 3 \text{ с}$ . Відфільтрований сигнал через НЧ підсилювач типу У1-7 подавали на плату АЦП, яка розташована у персональному комп'ютері. Відміна цієї схеми від представленої на рис.6.1 є не тільки в тому, що замість КД в ній є амплітудний детектор аналізатора, але також в характері продетектованного сигналу і умов його перетворення. Оскільки АД прилад має ємність і одночасно з детектуванням викликає згладжування ВЧ флуктуацій, то на СД подається модульований додаток, який їм виділяється, в ФНЧ при частоті  $10 \text{ Гц}$  ( $\Omega = 6,2810$ ) в  $\Delta\Omega / \Omega = 1 / \pi\Omega = 5 \cdot 10^{-3}$  послаблюється, а в УНЧ знову підсилюється і перетворюється в АЦП. В результаті мінімальний розкид величини, яку ми вимірюємо складає  $\sim 14\%$ , що значно більший ніж чекали.

Цікаво відзначити, що коли вихід аналізатора вмикали безпосередньо до УНЧ (минуючи СД і ФНЧ), то розкид був значно менший. Помітимо, що в обох випадках вимірювалась одна і та ж величина – модульована частина сумарного шуму на вході УВЧ в смузі частот  $\Delta f = 100 \text{ кГц}$ , а не  $K_{\pi}(f)$  в першому випадку і  $\sqrt{\text{Re } Z}$  – в другому, як це стверджують автори.



Від вимог високої стабільності балансу вільна наступна запропонована схема. Напруга з виходу УВЧ подається на базу германієвого БТ в схемі з загальним емітером, який володіє квадратичною залежністю струму бази від напруги база – емітер в інтервалі  $(0 \div 0,5)\text{В}$ , чи на затворі ПТ, який володіє квадратичною характеристикою стокового струму від напруги затвор – істок в інтервалі  $(-12 \div 0)\text{В}$ . При цьому в першому випадку коефіцієнт підсилення УВЧ і інтервал лінійності вихідної напруги більш ніж на порядок менше, ніж у другому. З опору навантаження в ланцюгу колектора чи стоку, зашунтованого ємністю, через роздільний конденсатор, який відсікає сталу складову, модульована складова разом подається на УНЧ з шумами, які залишились. При цьому повинна виконуватись умова:

$$1/f_0 \ll \tau_{\phi 1} \ll 1/f_m. \quad (6.25)$$

Підсилена в УНЧ модульована складова через роздільний конденсатор подається на СД з другим ФНЧ с  $\tau_{\phi 2} \gg 1/f_m$ . Цей фільтр забезпечує також і точність, яка вимагається, вимірювання температури.

СД представляє собою двопозиційний перемикач, який спрацьовує від опірної напруги в фазі з модульованою складовою. Послідовно з ключем може бути додатковий підсилювач, що потребує балансування. Але потрібна стабільність балансу між плечами, набагато менша, ніж в схемі на рис.6.1.

#### **6.2.4. Висновки**

На основі вищевикладеного можна сформулювати наступні вимоги, які пред'являються до блоків схеми метода, представленого на рис.6.1:

- оптимальне узгодження шумів перетворювача з шумами УВЧ на вході;
- лінійність підсилювача до значень напруги на виході, в 3 – 4 рази перевищуючих середньоквадратичне значення сумарної напруги шумів;
- протяжність квадратичної характеристики КД до тих же значень амплітуд;
- відсутність роздільних ємностей і трансформаторів між блоками, які знаходяться після КД;

- високу стабільність балансу СД;
- застосування ФНЧ другого порядку при частоті модуляції  $\sim 10$  Гц;
- достатню чутливість самописця.

При їх виконанні точність визначення температури можна збільшити до значення, яке визначається пороговою для об'єкта флуктуаційною точністю.

### **6.3. Порівняльний аналіз методів радіо- і акустотермометрії людського тіла**

Порівнюються характерні параметри методів радіо- і акустотермометрії людського тіла, які отримані за допомогою вже утворених радіотермографів і розрахунків автором варіантів акустотермометра за допомогою апробованих в гідроакустиці моделей антен. Ці моделі враховують принципову різницю між електромагнітними і акустичними антенами, які пов'язані як з граничними умовами на активних і пасивних частинах антен, так і з векторним характером електромагнітного і скалярного – акустичного полів. Відзначають принципові помилки в розрахунках інших авторів, які не використовували моделей гідроакустики. Показано, що фокусування теплового акустичного випромінювання за допомогою двояковогнутої еліптичної лінзи дозволяє :

- 1) вимірювати і сканувати глибину температуру тіла одноканальним, одночастотним акустотермометром, на відміну від багатоканального радіотермографа і багаточастотних чи багатоканальних акустотермометрів, запропонованих іншими авторами;
- 2) отримати порогове значення точності вимірювання, близьке до отриманого в радіотермографах;
- 3) при точності  $0,2^{\circ}\text{C}$  зменшити час вимірювання до  $\sim 1\text{с}$  і, аналогічно радіотермографу, вимірювати температуру в динамічному режимі;
- 4) отримати просторову розподільну здатність  $\sim 1\text{мм}$  на глибині до  $10\text{см}$ , що на порядок краще, а по глибині – на два порядки глибше, ніж з радіотермографом з еліптичним дзеркалом;
- 5) разом з модифікованою

схемою нульового модуляційного методу, яка була запропонована автором раніше, створити діючий акустотермометр.

### **6.3.1. Спектри радіочастотного і акустичного випромінювань і порогова точність вимірювань температури**

Причиною як радіочастотного, так і акустичного випромінювання з тіла людини є тепловий хаотичний рух його атомів і молекул. Вираз для середнього квадрату напруги електричного поля електромагнітної хвилі  $\bar{E}^2$  і квадрата акустичного тиску  $\bar{p}^2$  можна отримати безпосередньо з закону випромінювання безмежного середовища Релея - Джинса, який є окремим випадком закону Планка випромінювання абсолютно чорного тіла при  $hf \ll k_B T$ :

$$\varepsilon(f, T) = dI/df = (2\pi f^2/v^2)k_B T,$$

де  $h$  – стала Планка,  $k_B$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура,  $\varepsilon$  – спектральна густина,  $I$  – інтенсивність випромінювання,  $v$  – швидкість відповідних хвиль в середовищі,  $f$  – частота. Після підстановки відповідних виразів для  $I$  отримуємо:

$$\bar{E}^2 = (4\pi f^2/c^3)k_B T \Delta f, \quad (6.26)$$

$$\bar{p}^2 = (4\pi f^2/v_a) \rho k_B T \Delta f, \quad (6.27)$$

де  $c, v_a$  – швидкість електромагнітних і акустичних хвиль,  $\rho$  – густина середовища,  $\Delta f \ll f$  – смуга частот, яка вирізається антеною чи підсилювачем високої частоти (УВЧ) з спектра шуму. Співвідношення (6.26) і (6.27) служать для вимірювання температури. Однак, точність вимірювання  $\theta/T$  на виході квадратичного детектора, як відомо, невисока і для “білого” шуму дорівнює

$$\theta/T = \sigma_y / \bar{y} = \sqrt{2}, \quad (6.28)$$

де  $\bar{y} \equiv \bar{E}^2, \bar{p}^2$ , а  $\sigma_y$  – дисперсія цих величин.

Сгладжування пульсацій відбувається у фільтрі нижніх частот (ФНЧ); звичайно RC-фільтрі з сталою часу  $\tau = RC$ , який визначає смугу частот  $\Delta\Omega = 1/\tau$ . Після ФНЧ точність вимірювання температури дорівнює

$$(\theta/T)_{\text{пор.}} = \sqrt{2\Delta\Omega/\Delta\omega} = \sqrt{2/\tau\Delta\omega}. \quad (6.29)$$

Це співвідношення справедливо при умові, що шуми приймального пристрою набагато менші за шуми які приймають, і визначає порогову точність.

Порівняльний аналіз обох методів в залежності від частоти, яку використовуємо, в робочому діапазоні проводився в [2]. Для порівняння розглядалась проста модель біологічного об'єкта в вигляді однородного середовища з сталою відомою температурою  $T_0$ , в якій на глибині  $Z$  є ділянка, яка нагріта відносно середовища на температуру  $\Delta T$ . Задачею є визначення нагріву ділянки  $\Delta T$ , її глибини  $Z$  і положення края  $X$ . Величини  $\Delta T$  і  $Z$  розраховувались, при використанні двоспектрального (двочастотного) зондування в середовищі з частотнозалежним затуханням. В якості положення границі  $X$  нагрітої ділянки використовувалась координата, яка переміщалась по поверхні тіла датчика, де сигнал спадає вдвічі. Методи характеризували наступними параметрами :

$\tau$  - мінімальним часом вимірювання,  $L$  – глибиною зондування, тобто максимальною відстанню, на якій можна реєструвати задане вимірювання температури  $\Delta T$  в площині біологічного об'єкта ( $\Delta X$ ) і по глибині ( $\Delta Z$ ).

Замість терміна точність в [2] використовувався термін чутливість, який означає мінімальну різницю температур, яка знаходиться, взятий з радіоастрономії і який відноситься до абсолютної температури. Для її оцінки використовувались вирази  $\theta_R$  і  $\theta_A$  для радіо- і акустотермографії, аналогічні (3.1.4), але в які замість  $\Delta\omega$  входить  $\Delta f$ . Помилка в сторону більших значень  $\theta$ , якщо під  $\tau$  розуміють сталу часу ФНЧ, складе  $\sqrt{2\pi} \cong 2,5$  (250 %). З цієї обставини, що смуга пропускання одиничного акустичного датчика на 3

порядки хужча, слідує, що його точність при однаковому  $\tau$  в 30 разів хужча, ніж радіометричного. Компенсувати цей недолік, за думкою авторів [2], можна, використовуючи матричний приймач – матрицю акустичних датчиків з  $(m \times m)$  елементів і квадратичне підсумування сигналів з їх виходів, що, нібито, повинно привести до зменшення  $\theta_A$  в  $m$  разів. Однак, квадратичне підсумування напруги шуму приводить до одночасного збільшення його дисперсії, а в відповідності до (3.1.3), не змінює точності.

Помітимо, що в якості характеристики електроакустичних датчиків-приймачів під чутливістю розуміють відношення електричної напруги на виході приймача до акустичного тиску. Така чутливість дійсно в  $m$  раз збільшиться. В гідроакустиці часто вводять в розглядання дві величини: чутливість за полем і чутливість за тиском. В першому випадку під тиском розуміють тиск в плоскій хвилі, яка падає на антену в напрямку нормалі до поверхні, а в другому – тиск на самій поверхні антени.

### **6.3.2. Характеристики реалізованих радіотермометрів**

За час, який пройшов між публікаціями [2] і [1] для дослідження мозка був побудований 12 – каналний радіотермометр, який працював на довгих хвилях в повітрі 10, 18 і 35 см, з яким з контактним антеном аплікатором була отримана просторова розподільна здатність 1-2 см і точність при сталій часу 12 мс краще, ніж  $0,07^\circ\text{C}$ . Аплікатор служив для узгодження електричних імпедансів антених і біологічних тканин, без чого більша частина радіотеплового випромінювання, який іде з глибини тіла, відбивалась би від його поверхні. Крім того, його застосування приводить до покращення просторової розподільної здатності, тому що поперечні розміри антени порядку довжини хвилі в тканинах. За допомогою цього радіотермографа було, зокрема, встановлено, що під час сну радіояскрава температура мозку спадає більш, ніж на  $1^\circ\text{C}$ , а під час гіпноза права полусфера випромінює більш, ніж ліва.

Для візуалізації радіотеплового випромінювання на довжинах хвиль в повітрі 3 і 8 см використовувалось еліптичне скануюче дзеркало. Об'єкт знаходився в одній фокальній точці площині дзеркала, а приймач – в іншій. Оскільки характеристична глибина, з якою таке випромінювання виходить з тіла дорівнює 0,3 і 1,5 мм відповідно, отримана інформація повинна бути достатньо близькою до отримання за допомогою інфрачервоного зображення кожи. Однак, на відміну від інфрачервоного, короткохвильове випромінювання проникає скрізь шари епідерми, волосся, одягу і навіть через пластичний бандаж. Це створює нову можливість для моніторингу функціональної динаміки кровотоку в підшкірних тканинах. Було отримано через одяг термозображення реакції мозку на нітрогліцериновий тест.

### **6.3.3. Стан розробок акустотермометра**

Що стосується акустотермометрії, то глибинну температуру тіла не вдалось спостерігати і по теперішній час, однією з причин чого, на наш погляд, є відсутність у дослідників [3-6] поняття принципової різниці між електромагнітними і акустичними приймальними антенами теплового випромінювання, які пов'язані як з граничними умовами на активних і пасивних поверхнях антен, так і з векторним характером електромагнітного і скалярного – акустичного поля в воді. Незважаючи на те, що методи розрахунку акустичних антен добре розроблені і апробіровані в гідроакустиці [див., наприклад, 7], в[3-6] вони не використовувались.

При експериментному дослідженні одночастотного термометра в якості акустичної антени використовувалась п'єзоелектрична квадратна чи кругла пластина, через один чи два чвертьхвильових шари навантаження на воду, а електрично – паралельної індуктивністю  $L$ , яка налагоджена в резонанс з ємністю загальмованого перетворювача на частоту, яка близька до антирезонансної частоти. Особливістю такої антени є те, що її розміри значно більші за довжину акустичної хвилі в воді, і тому така антена є направленою.

Відомо, що радіус просторової кореляції дифузного поля дорівнює  $\rho_k = \lambda/2$ . Розіб'ємо приймач з площиною поверхні  $A_0$  на  $N$  незалежних приймачів з поверхнею кожного  $\pi\rho_k^2$ . Знехтуємо направленістю елементарних приймачів. З врахуванням того, що середній квадрат сили, діє на всю поверхню в  $N = A_0/\pi\rho_k$  разів більше, ніж сили, які діють на один приймач, отримаємо значення квадрата середнього по поверхні тиску

$$\langle \bar{P}^2 \rangle = p^2 \pi\rho_k^2/A_0 \ll p^2. \quad (6.30)$$

Строге розв'язання задачі перетворення спектра тиску теплових акустичних коливань (6.27) в електричні коливання на виході перетворювача в рамках моделі дальнього поля перешкод антени отримано в [8]. Згідно цієї моделі, коефіцієнт перетворення тиску в напругу дорівнює:

$$K_{\text{ш}} = U_{\text{ш}}/p_{\text{ш}} = K_{\text{п}}(f)/\sqrt{K}. \quad (6.31)$$

де  $K_{\text{п}}(f)$  – коефіцієнт перетворення в напругу тиску плоскої хвилі, яка падає на антену в напрямку нормалі до її поверхні (чутливість за полем), а осьовий коефіцієнт концентрації антени з площиною  $A_0$ :

$$K = 4\pi A_0/\lambda^2. \quad (6.32)$$

Для п'єзопластинки з хвильовим акустичним опір  $z_0$ , повітряного тильного навантаження  $z_1=0$ , без, з одним чи з двома чвертьхвильовими шарами з  $z_2 < z_3 < z_0$  чи  $z_2 < z_3 < z_4 < z_0$  відповідно ( $z_2$  – відноситься до середовища) на антирезонансній частоті:

$$K_{\text{по}} = l_0/l_{33}, K_{\text{по}} = (z_3/z_2)(l_0/l_{33}), K_{\text{по}} = (z_3/z_4)(l_0/l_{33}), \quad (6.33)$$

де  $l_0 = v^D/2f_0$  – товщина п'єзопластини,  $v^D$  – швидкість звуку в ній при сталій електричній індукції  $D$ ,  $l_{33}$  – електрична стала. З (6.33) видно, що шари діють як трансформатори тиску, збільшуючи  $K_{\text{по}}$ . Крім того, вони розширюють смугу пропускання  $\Delta f$  у відсутності демпфера. При цьому, підбираючи  $z_3$ ,  $z_3$  і  $z_4$  і  $L$ , можна добитись щоб внутрі смуги  $K_{\text{п}}(f) \cong K_{\text{по}}$  і  $K_{\text{п}}(f) = 0$  – поза її.

З (6.31) видно, що чим більший коефіцієнт концентрації антени  $K$ , тим менший коефіцієнт перетворення тиску теплового шуму чи, що теж саме, середнє за часом і за поверхнею тиску:

$$\langle \bar{p}^2 \rangle_s = \bar{p}^2 / K = \bar{p}^2 \lambda^2 / 4\pi A_0. \quad (6.34)$$

Це значення дорівнює коефіцієнту концентрації елементарного приймача в (6.30). Користуючись виразом  $U_{\text{ак}} = K_{\text{ш}}^2 \langle \bar{p}^2 \rangle_s$ , отримуємо

$$\bar{U}_{\text{ак}}^2 = (z_2 / A_0) k_6 T K_{\text{по}}^2 \Delta f. \quad (6.35)$$

Видно, що направленість акустичної антени дозволяє перетворити спектр інтенсивності в “білий” шум напругу на виході перетворювача. При цьому смуга частот, в якій  $K_{\text{п}}(f) = K_{\text{по}}$ , може бути  $\Delta f / f_0 \cong 1$ , в результаті чого точність збільшиться у 3 рази, а інтенсивність – в 10 разів.

Розглянемо, які величини  $\bar{U}_{\text{ак}}^2$  могли спостерігати в експерименті [3]. В ньому використовувалась пластинка з ніобата літія  $\text{LiNbO}_3$  з розміром  $(1 \times 1)$  см<sup>2</sup> ( $A_0 = 10^{-4}$  м<sup>2</sup>), який має частоту  $f_0 = 1,3$  МГц, і чвертьхвильова пластинка з хлористого калію, що, по затвердженню авторів, забезпечували доволно ефективне узгодження в робочій смузі частот  $0,9 \div 1,8$  МГц. Візьмемо з довідника значення параметрів  $z$  – зрізу кристала з  $\text{LiNbO}_3$ :  $\rho_0 = 4,64 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $v^D = 7800$  м/с ( $z_0 = \rho_0 v^D = 33,87$  Па·с/м),  $l_{33} = 1,22$  Кл/м<sup>2</sup>,  $\varepsilon^s = 20,4 \cdot 10^{-4}$  ( $N_t \equiv f_0 l_0 = v^D / 2 = 3650$  Гц·м), звідси  $l_0 = 2,8 \cdot 10^{-3}$  м. Для КСІ  $\rho = 1,99 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c = 4,52 \cdot 10^3$  м/с,  $z = 8,95 \cdot 10$  Па·с/м. Після підстановки необхідних значення в (3.3.1) і (3.3.3), отримаємо  $K_{\text{по}} = 13,7 \cdot 10^{-3}$  В/Па,  $\sqrt{K} = 31$ . Звернемо увагу, що значення ємності загальмованого перетворювача  $C_0 = \varepsilon A_0 / l_0 = 72$  пФ дуже мале, і значення паралельної індуктивності визначається в основному ємністю підімкненого кабеля.

Згідно (6.35)  $\bar{U}_{\text{ак}}^2 = 1,1 \cdot 10^{-8}$ , а  $(\bar{U}_{\text{ак}}^2)^{1/2} = 104$  мкВ. Ефективна напруга  $(\bar{U}_{\text{ак}}^2)^{1/2}$  є е.р.с. еквівалентного генератора шумового сигналу, внутрішній імпеданс  $z$  якого комплексний, а дійсна частина в смузі частот  $\Delta f$ :

$$R_{\text{е}} z = R(f_0) = (z_2 / 4 A_0) K_{\text{по}}^2, \quad (6.36)$$



і є, згідно теореми Найквіста, джерелом власного теплового електричного шуму перетворювача з квадратом ефективної напруги, рівним:

$$\bar{U}_{\text{пз}}^2 = 4R \cdot K_6 \cdot T_{\text{п}} \cdot \Delta f, \quad (6.37)$$

де  $T_{\text{п}}$  - температура ПП. Оскільки джерелом напруги шуму  $(\bar{U}_{\text{ак}}^2)^{1/2}$  і  $(\bar{U}_{\text{пз}}^2)^{1/2}$  незалежні, то квадрат сумарної напруги на виході ПП дорівнює:

$$\bar{U}_{\Sigma}^2 = \bar{U}_{\text{ак}}^2 + \bar{U}_{\text{пз}}^2. \quad (6.38)$$

Можна показати [8], що наслідком комплексної теореми взаємності ПП, як пасивного чотирьохполюсника, в загальному випадку  $z_1 \neq 0$  є співвідношення:

$$K_{\text{п}}^2(f) \cong 4R(f)A_0/(Gz_1 + z_2), \quad (6.39)$$

де  $G = 1$ ;  $G = (z_2/z_3)^2$ ;  $G = (z_4/z_3)^2$  для випадків відсутності, наявності одного чи двох чвертьхвильових шарів відповідно. З урахуванням (6.39):

$$\bar{U}_{\text{ак}}^2 / \bar{U}_{\text{пз}}^2 = (T/T_{\text{п}})/(1 + Gz_1/z_2). \quad (6.40)$$

Звідси видно, що при  $T/T_{\text{п}} \cong 1$ , відсутності шарів і  $z_1/z_2 \gg 1$ , що в цьому випадку необхідно для отримання широкої смуги пропускання ПП, це відношення значно менше за одиницю. Тому для використання в акустотермометрії цей випадок не представляє цікавості. При наявності ж шарів і умови  $Gz_1/z_2 \ll 1$ ,  $\bar{U}_{\text{ак}}^2 \cong \bar{U}_{\text{пз}}^2$ , а  $\bar{U}_{\Sigma}^2 \cong 2 \bar{U}_{\text{ак}}^2$ . Відповідно, і точність вимірювання температури  $\theta$  буде в 2 рази гірша за порогову.

В приведеному вище прикладі ПП з  $\text{LiNbO}_3$   $G = (1,5 \cdot 10^6 / 9 \cdot 10^6 = 1/36)$  і навіть при  $z_1/z_2 = 4$   $Gz_1/z_2 \cong 0,1 \ll 1$ , так що  $(\bar{U}_{\Sigma}^2)^{1/2} \cong \sqrt{2} \cdot 104 = 147 \text{ мкВ}$ . Змінення цієї напруги дозволяє перевірити викладену теорію за допомогою одного тільки електронного вольтметра з достатньої смуги частот і чутливістю. В [3], на жаль, такі дані не приводяться.

Питання про величину  $\bar{U}_{\Sigma}^2$  розглядався в [4,5]. В [4] вона визначалась “за формулою Найквіста  $\bar{U}^2 = 4k_6 \cdot \text{Re}Z_{\Sigma} \cdot \Delta f$ , де  $\text{Re}$  – дійсна частина повного вихідного імпедансу ПП, з’єднаного з електричним навантаженням. В величину  $Z_{\Sigma}$  дають вклад досліджуємі шуми об’єкта, а також власні шуми

п'єзоперетворювача і демпфера". Помилка останньої пропозиції і всієї фрази в тому, що, як показано вище, джерела обох шумів різні. Цікаво відмітити, що тут повторена помилка роботи [10], де стверджувалось, що "напруга відгуку гідрофона на тепловий шум середовища є шум Найквіста опіру випромінювання навантаження гідрофона", і вимірювання залежності цього опіру імпедансним методом від частоти приймалась за вимірювання спектра теплових флуктуацій тиску в середовищі. Фактично ж в [4] враховуються тільки власні шуми ПП.

В [5] пропонується, що "ПП приймає акустичне випромінювання досліджуємого об'єкта і демпфера, яке входить в ПП і температура якого  $T_p$  визначається інтенсивністю більшої частини випромінювання, яке не залежить від температури середовища  $T$ . Менша частина – корисний сигнал – визначається різницею температур  $T-T_p$ ". Права частина виражається через дійсну частину електричного імпеданса  $\text{Re}Z(f)$  навантаженого ПП

(помітьте, тут вже не  $Z_\Sigma$ ) за формулою Найквіста, а "корисна" – виразом  $K_p^2(f)(z_2/A_0) \cdot K(T-T_p)df$ , де  $\bar{p}^2 = (z_2/A_0) \cdot K(T-T_p)df$  – середній квадрат звукового тиску теплових флуктуацій. Очевидно, що цілю такого, за словами автора, "штучного заходу" можна пояснити, не маючи відповідної моделі, "білий" електричний шум акустичного випромінювання на виході ПП і мале значення її ефективної напруги.

#### **6.3.4. Фокусуючий акустотермометр**

В [8] запропоновано використовувати ту обставину, що діаметр ПП  $D \gg \lambda$ , зробивши його фокусуючим. Показано, що середній квадрат сумарної напруги на виодіфокусуючого ПП при  $z_1 = 0$ :

$$\bar{U}_{\Sigma\Phi}^2 = \bar{U}_{\text{ак}}^2 [ 2 + (\pi D/2F)^2 ], \quad (6.41)$$

де  $\bar{U}_{\text{ак}}^2$  визначається (6.35), а  $F$  – фокусна відстань лінзи. Суттєво, що лінза повинна бути еліптичною, тобто безабераціоною. На відміну від лінзи радіотермографа, в якій об'єкт знаходиться в одному фокусі, а приймач – в

іншому, в акустичній лінзі в фокусі знаходиться тільки область в глибині тіла, яка нас цікавить, а п'єзоприймач – поза тілом і зовні поверхні еліптичної лінзи. При цьому розміри приймача радіотермографа порядку довжини хвилі електромагнітного випромінювання в повітрі, а розміри п'єзоприймача акустичного випромінювання, навпаки, значно більші за довжину акустичної хвилі в тілі. З умови існування дійсних значень розв'язку рівняння еліпса, відповідно вказанному вище положенню об'єкта і приймача, следует, що для вогнутої лінзи:

$$D/2F \leq \sqrt{(1-n)(1+n)}, \quad (6.42)$$

де  $n = c_{\text{ж}}/c_{\text{л}} < 1$  – показник переломлення лінзи;  $c_{\text{л}}$  і  $c_{\text{ж}}$  – швидкості звука в лінзі і рідині. Для двояковогнутої лінзи фокусна відстань в два рази менша, так що відношення  $D/2F$  – в два рази більше. Для лінзи з оргскла в воді  $n = 1,5 \cdot 10^3 / 2,37 \cdot 10^3 = 0,635$  і  $(\pi D/2F)^2 = 9 \gg 2$ . При цьому, як видно з (6.41), основний вклад в  $\bar{U}_{\Sigma\Phi}^2$  дає випромінювання з області фокуса. Звідси, по-перше, витікає, що можна виміряти абсолютну глибинну температуру тіла одночастотним, одноканальним методом. Причому, на відміну від двохчастотного методу, який розглядався в [2], частоту треба вибирати можливо низьку з малим затуханням, а тому, і великою глибиною проникнення в тканини. Другим наслідком є збільшення точності до значення порогової, тобто в 2 рази краще, порівнянно з нефокусуючим ПП. І, накінець, по-третьє – значно більша інтенсивність шумового сигналу на вході УВЧ, що дозволяє перевищити власні шуми підсилювача.

#### **6.3.5. Вплив елементів схеми на точність вимірювання температури акустотермометром**

В експерименті [4] напруга шумів з ПП на вхід УВЧ подавалось скрізь підвищуючий трансформатор з коефіцієнтом трансформації  $M$ . З аналізу следует, що існує оптимальне значення  $M$ , яке дорівнює:

$$M_{\text{опт.}} = \sqrt{(U_{\text{під}}/I_{\text{під}})/|z|} = \sqrt{R_{\text{опт}}/|z|}. \quad (6.43)$$

Тут  $U_{\text{під}}$  і  $I_{\text{під}}$  – шумові напруги і струм еквівалентних генераторів напруги і струму безшумного підсилювача.

При цьому коефіцієнт шуму мінімальний і дорівнює  $F_{\text{мін}} = 3$ , а оптимальне значення квадрата напруги шуму на вході підсилювача  $\bar{U}_{\text{вх.опт}}^2 = 4 \bar{U}_{\text{ак}}^2$  ( $U_{\text{ак}}^2$  визначається (6.35)), а точність:

$$(\theta/T)_{\text{мін}} = 4(\theta/T)_{\text{пор.}} \quad (6.44)$$

Звернемо увагу, що джерелом  $U_{\text{під}}$  і  $I_{\text{під}}$  різної природи, тому  $R_{\text{опт}}$  не є еквівалентним опір шумов підсилювача, квадрат напруги яких визначається за формулою Найквіста, як це помилково робиться в [5], де поняття  $M_{\text{опт}}$  відсутнє.

Більша величина шумового сигналу фокусуєного ПП дозволяє вхідним елементам УВЧ взяти польовий транзистор, який має менший, ніж біполярний, коефіцієнт підсилення, але тільки один еквівалентний генератор шуму  $U_{\text{під}}$ , і виключивши вплив підсилювача на точність акустотермометра.

Для виключення впливу на точність флуктуацій підсилення в [5] використовувався нульовий модуляційний метод : коли модулятор відчинений, на ПП поступає випромінювання від досліджуємого об'єкта, коли закритий – іде шумовий акустичний сигнал з води, який заповнює модулятор, який в свою чергу має близьку температуру і який служить шумовим еталоном температури. Оскільки величина сумарної напруги шуму на виході ПП від положення модулятора майже не залежить, то і точність визначення температури  $\theta$  теж не змінюється, але точність визначення різниці температур об'єкта і еталона в 2 рази гірша. З'явлення в цьому методі коефіцієнта 2 в виразі для точності в [5] помилково пояснюється впливом двох факторів з коефіцієнтом  $\sqrt{2}$  для кожного.

Повний аналіз схеми нульового модуляційного методу даний в [9]. В ній, крім узгоджуючих ланцюгів ПП і УВЧ, в якості елемента схеми, який

може значно погіршити точність, вказаний синхронний детектор (двохквadrантний перемножувач). Запропонована модифікована схема метода, в якій за допомогою квадратичного чи лінійного детектора змінна складова виділяється, підсилюється УНЧ, а потім за допомогою синхронного (фазового) детектора і ФНЧ перетворюється в постійну напругу.

#### **6.3.6. Висновки**

Фокусування теплового акустичного випромінювання за допомогою двояковогнутої еліптичної лінзи дозволяє :

- виміряти і сканувати глибинну абсолютну температуру тела одноканальним, одночастотним акустотермометром, на відміну від багатоканального радіотермометра і багаточастотних чи багатоканальних акустотермометров, які запропоновані іншими авторами;
- отримати порогове значення точності вимірювання, яке близьке до отриманого в радіотермографах.
- при точності  $0,2^{\circ}\text{C}$  зменшити час вимірювання до  $\sim 1$ сек і, аналогічно радітермографу, вимірювати температуру в динамічному режимі.
- отримати просторову розподільну здатність  $\sim 1$ мм на глибині до 10 см, що на порядок краще, а по глибині – на два порядки глибше, ніж з радіотермографом з еліптичним дзеркалом.

Разом з модифікованою схемою нульового модуляційного метода, запропонованою автором раніше, створити діючий акустотермометр з вказаними вище параметрами.

### **ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 6**

1. Godlk E.E., Gulyaev Y.V. Functional imaging of the human body // IEEE Engineering in medicine and biology. 1991. V.10. N 4. P.21-29.

2. Бабий В.И. Перенос акустической энергии в поглощающей и излучающей среде // Морские гидрофизические исследования. 1974. Т.65. N 2. С.189-192.
3. Bowen T. Acoustic passive remote temperature sensing // Acoustic imaging. 1982. P.549-561.
4. Гуляев Ю.В., Годик Э.Э., Дементиенко В.В., Пасечник В.И., Рубцов А.А. О возможностях акустической термографии биологических объектов // Доклады АН СССР. 1985. Т.183. N 6. С.1495-1499.
5. Миргородский В.И., Пасечник В.И., Пешин С.В., Рубцов А.А., Годик Э.Э., Гуляев Ю.В. Зондирование внутренней температуры объектов по их тепловому акустическому излучению // Доклады АН СССР. 1987. Т.297. N 6. С.1370-1372.
6. Пасечник В.И. Оценка чувствительности метода акустотермографии // Акуст. журн. 1990. Т.36. N 4. С.718-724.
7. Пасечник В.И. Акустотермография биообъектов: влияние рассеяния ультразвука и динамики температурных полей // Акуст. журн. 1990. Т.36. N 5. С.920-926.
8. Пасечник В.И. Акустическая термография биологических объектов // Радиотехника. 1991. N 8. С.77-80.
9. Пасечник В.И. Оценка пороговой чувствительности акустотермометров // Акуст. журн. 1993. Т.39. N 1. С.140-143.
10. Аносов А.А., Пасечник В.И. Сравнение чувствительности акустотермометров различных типов // Акуст. журн. 1993. Т.39. N 2. С.207-212.
11. Ерофеев А.В., Пасечник В.И. Калибровка пьезопреобразователей с помощью теплового акустического излучения // Акуст. журн. 1995. Т.41, №4. С.642 – 643.

12.Passechnik V.I., Anosov A.A., Bograchev K.M. Passive thermoacoustic tomography-A new kind of acoustic imaging for material testing and medicine//Acustica united with Acta acustica. 1999. V.85. №1. P.283.

13.Дидковский В.С., Найда С.А. Расчетные соотношения метода акустотермометрии биологических тканей. Киев, 1997. 11 с.// Деп. в ГНТБ Украины 21.04.97 №314-Ук97

14.И.Смарышев М.Д. Направленность гидроакустических антенн. Л.: Судостроение. 1973. 278 с.

15.Справочник по гидроакустике / А.П. Евтютов, А.Е. Колесников, А.П. Ляликов и др. Л.: Судостроение. 1982. 344 с.

16.Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. 4.1. М.: Наука, 1976. 494 с.

17.Ростов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч.1. М.: Наука, 1976.- 494 с.

18.Домаркас В.И., Кажис Р-И.Ю. Контрольно измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: Минтис, 1975. С.255.

19.Шкритек П. Справочное руководство по звуковой схемотехнике/ Перевод с немецкого. М.: Мир, 1991. С.445.

20.Ezrow D.N. Measurement of the thermal – noise spectrum of water// Journ. Acoustic Soc. of America. V.34, №5, 1962. P.550 – 554.

21. Пасечник В.И. Исследование теплового акустического излучения в рамках модели гидродинамических флуктуаций // Акуст. журн. 1994. Т.40, №4. С.542 – 547.

22.Смарышев М.Д. Направленность гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1973. 280с.

23.Найда С.А. Нулевой модуляционный метод измерения теплового акустического излучения биологических объектов.

## РОЗДІЛ 7 АКУСТИЧНІ ПРИСТРОЇ КОНТРОЛЮ СЛУХУ ТА МОВИ

### 7.1. Анатомія середнього вуха людини

Слухова система людини складається з кількох функціональних відділів (рис.7.1): зовнішнього вуха, середнього вуха, внутрішнього вуха, слухових нервових шляхів та центрів слуху.



Рис.7.1 Будова вуха людини

Середнє вухо включає барабанну порожнину (*cavum tympani*) з її вмістом, систему повітряносних осередків сосковидного відростка і слухову трубу (*tuba auditiva*).

Барабанна порожнина – щілиноподібний простір обсягом  $0,75 \text{ см}^3$ . У ній розрізняють шість стінок. Верхня стінка (дах) тонка, має дегісценсії, нерідко служить місцем проникнення інфекції в середню черепну ямку. До нижньої стінки прилягає верхня цибулина внутрішньої яремної вени (*v. jugularis interim*). Попереду барабанна порожнина, воронкоподібно звужуючи, переходить у слухову трубу, розташовану в напівканалі (*semicanalis tuba auditiva*). Вище і паралельно їй проходить напівканал для м'яза, що натягає барабанну перетинку (*semicanalis m. tensor tympani*), а назовні від слухової труби в сонному каналі (*canalis caroticus*) розташована внутрішня сонна артерія (*a. carotis int.*). Позаду барабанна порожнина сполучається через вхід (*aditus ad antrum*) з печерою. У підмурку входу в печеру лежить кісткова піхва стременого м'яза, а під ним - канал лицьового нерва (*canalis nervi*



facialis). Медіальна стінка входу в печеру зайнята латеральним напівкруглим каналом (canalis semicircularis lat.). Зовнішня стінка барабанної порожнини представлена барабанною перетинкою (membrana tympani) і латеральною стінкою надбарабанного поглиблення-аттика (atticus) і гипотимпанума.

Діаметр барабанної перетинки (рис.7.2) приблизно 9 мм, товщина 0,1 мм, у нормі вона напівпрозора. Барабанна перетинка складається з трьох шарів: зовнішнього (епідерміс), внутрішнього (плоский епітелій) і середнього (з'єднувальнотканинний), у якому волокна розташовані циркулярно і радіально. У цьому шарі укріплена рукоятка молоточка (manubrium mallei). У верхньої, розслабленої, частини (pars flaccida) барабанної перетинки немає середнього, з'єднувальнотканинного, шару, що представлений у більшій площі натягнутій частини (pars tensa) барабанної перетинки. Пройшовши слуховий прохід, звукова енергія концентрується на барабанній перетинці для подальшої передачі через ланцюг слухових кісточок до внутрішнього вуха. Функція барабанної перетинки цим не обмежується. Коливаються в основному її центральні відділи, а периферичні, що прилягають до annulus tympanicus, залишаючись нерухомими, виконують роль екрана для вікна равлика (fenestra cochleae).



Рис.7.2 Барабанна перетинка зовні

На медіальній (лабіринтовій) стінці барабанної порожнини розташований мис (promontorium), вікно переддверря і вікно равлика (fenestra vestibuli et cochleae). Над вікном переддверря проходить канал лицьового нерва. У підслизовому шарі гілкуються основні стовбури барабанного сплетення (plexus tympanicus). Вікно равлика розташоване в ніші і затягнуто

вторинною барабанною перетинкою (*membr. tympani secundaria*), що відокремлює барабанні сходи (*scala tympani*) равлика від барабанної порожнини. Мис відповідає основному (нижньому) завиткові равлика. Вікно переддверря закрите підмурком стремінця, що зберігає рухливість завдяки еластичності кільцевого зв'язування (*lig. annulare*). Підмурок стремінця відокремлює барабанну порожнину від переддверря лабіринту.

Барабанну порожнину прийнято поділяти на три поверхи: верхній (*recessus epitympanicus, atticus*), середній (*sinus tympani*) і нижній (*hypotympanum*). Ступінь виразності останнього варіює: дрібний або глибокий гипотимпанум. Надбарабанне поглиблення виконане "масивними" частинами слухових кісточок (голівка молоточка, тіло ковадла), що прикріплені до даху барабанної порожнини мініатюрними зв'язуваннями. Виділяють верхнє поглиблення барабанної перетинки (кишеня Пруссак-*recessus membr. tympani super.*) – простір, обмежений шийкою молоточка, його латеральним зв'язуванням і барабанною перетинкою, заднє поглиблення барабанної перетинки (задня кишеня Трельча - *recessus membr. tympani post.*) – простір між барабанною перетинкою і задньої молоточковою складкою і переднє поглиблення барабанної перетинки (передня кишеня Трельча-*recessus membr. tympani ant.*) – простір між барабанною перетинкою і передньою молоточковою складкою.

Барабанна порожнина вистелена одношаровим плоским і перехідним миготливим епітелієм з нечисленними бокалоподібними клітинами. Вона містить (рис. 7.3, 7.4): три слухові кісточки (молоточек - *malleus*, ковадло - *incus* і стремя - *stapes*), два м'язи і барабанна струна (*chorda tympani*), що перетинає її від рівня входу в сосцевидную печеру до кам'янисто-барабанної щілини (*fissura petrotympanica*).

Молоточок має голівку, шийку, рукоятку, передній і латеральний відростки. Останній відросток контактує з неналягнутою частиною (*pars flaccida*) барабанної перетинки.

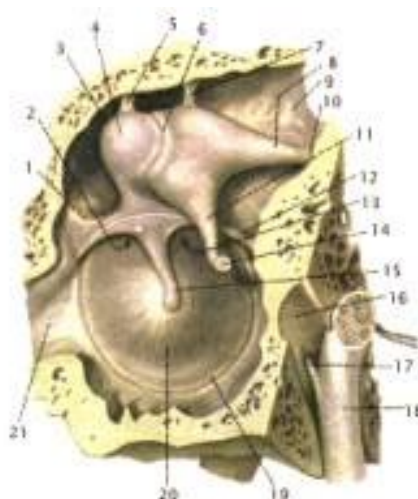


Рис.7.3 Барабанна перетинка, молоточок та ковадло, справа, зсередини

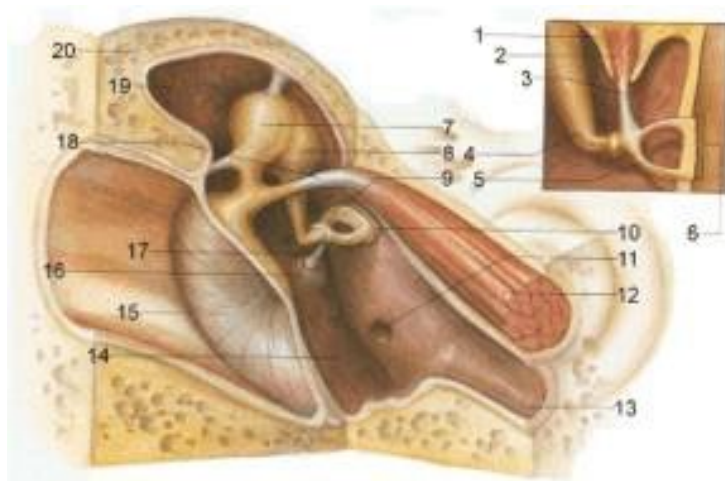


Рис. 7.4 Барабанна порожнина, вид спереду

Ковадло має дві ніжки – коротку і довгу, чечевичеподібний відросток і тіло із суглобною поверхнею для голівки молоточка. Коротка ніжка заходить у вхід у сосковидну печеру. Чечевичеподібний відросток зв'язаний суглобом з голівкою стремінця і поряд з ним часто є об'єктом хірургічних впливів при слухополіпшуючих втручаннях.

Стремінце має голівку, передню і задню ніжки і підставу, що укріплено у вікні переддвер'я за допомогою кільцевого зв'язування (lig. annulare).

Суглоби між слуховими кісточками мають меніски. При проходженні звуку відбуваються складні переміщення кісточок. У цілому у функціональному відношенні слухові кісточки являють собою своєрідний

акустичний міст, біологічний підйомний механізм, що забезпечує передачу звукової енергії з повітряного середовища в рідку майже без утрат.

До голівки стремінця прикріплене сухожилля стременого м'яза (*m. stapedius*), що знаходиться в кістковій піхві в області входу в печеру. До шийки молоточка прикріплене сухожилля м'яза, що напружує барабанну перетинку (*m. tensor tympani*), що перекидається під кутом через равликовий відросток (*proc. cochleariformis*) на медіальній стінці барабанної порожнини. Сам м'яз бере початок в отвору слухової труби. Обидві м'язи регулюють ступінь рухливості слухових кісточок, забезпечуючи акомодативну (наприклад, під час услухання) і захисну (тетанічне скорочення м'язів при дії сильних звуків) функції. Стременний м'яз іннервується гілкою лицьового нерва (*п. stapedius*), а м'яз, що напружує барабанну перетинку, – отрійного (*п. tensoris tympani з ganglion oticum*). Слизова оболонка барабанної порожнини іннервує барабанне сплетення (*plexus tympanicus*, Якобсона).

У формуванні барабанного сплетення беруть участь V, VII й IX пари черепних нервів (*nn. trigeminus, facialis et glossopharyngeus*), а також симпатичні волокна (*nn caroticotympanici* від *plexus caroticus intimus*). Однак барабанне сплетення утворюється головним чином за рахунок барабанного нерва (*п. tympanicus* - гілущ *п. glossopharyngeus*), що по виходу зі скроневої кісти називається малий кам'янистий нерв (*п. petrosus minor*); він здійснює зв'язок між язикоглоточним нервом і вушним вузлом (V черепний нерв).

Барабанна порожнина забезпечується кров'ю із системи зовнішніх і внутрішньої сонних артерій за рахунок верхньої барабанної артерії (*a. tympanica sup.*) із середньої менингеальної артерії (*a. meningea media*) зверху, нижньої барабанної артерії (*a. tympanica inf.*) з висхідної глоткової артерії (*a. pharyngea ascendens*) знизу, передньої барабанної артерії (*a. tympanica ant.*) з верхньочелюстної артерії (*a. maxillaris*) попереду, глибокої вушної артерії (*a. auricularis profunda*) з верхньочелюстної артерії і шилососковидної артерії (*a. stylomastoidea*) із задньої вушної артерії (*a. auricularis post*) позаду.

Відтік венозної крові з барабанної порожнини спрямований у крилоподібне сплетення (*plexus pterigoideus*), середню менингеальну вену (*v. meningea media*), верхній кам'янистий синус (*sin. petrosus sup.*), цибулину яремної вени (*bulbus v. jugularis*) і сонне сплетіння (*plexus caroticus*). Лімфа дренажується в ретрофарингеальні і глибокі шийні вузли (*nodi lymphatici retropharyngealis et cervicales profundi*).

Крім барабанної порожнини, важливим анатомічним елементом середнього вуха є система повітряносних осередків сосковидного відростка (*cellulae mastoideae*). У цій системі центральне місце займає печера (*antrum*), з якої і починається її формування, що завершується до 7-8-му року життя. В міру росту сосковидного відростка (*processus mastpideus*) під дією тяги грудиноключично-сосковидного м'яза (*m. sternocleidomastoideus*) печера опускається з положення вище скроневої лінії (*linea temporalis*), що спостерігається в дитини, до позиції, що відзначається в дорослого, коли печера проектується на площадку сосковидного відростка (*planum mastoideum*) в області надпрохідної ості (*spina suprameatica Henle*), знаходячись на глибині 1,5-2 див від кортикального шару.

Третьою складовою частиною середнього вуха є слухова труба (*tuba auditiva*). Довжина її – 3,5 см, з яких 1 см приходить на кістковий відділ (*pars ossea*), а 2,5 см – на перепончато-хрящовий (*pars cartilaginea*). Слухова труба вистелена миготливим і кубічним епітелієм з невеликою кількістю бокалоподібних клітин і слизових залоз. У нормі стінки перепончато-хрящового відділу знаходяться в спавшому стані. Розкриття цієї частини труби відбувається при скороченні м'язів у момент ковтання. У дітей слухова труба коротше і ширше, ніж у дорослих. Найбільш вузький просвіт труби (3 мм) у зоні перешийка (*isthmus*) – місця, де кісткова частина переходить у перепончато-хрящову. Ширина просвіту кісткового відділу – 3-5 мм, перепончато-хрящового – 3-9 мм. У фізіологічних умовах труба виконує вентиляційну, дренажну і захисну функції.

## 7.2. Фізичні передумови та принципи вимірювання імпедансу середнього вуха людини

Серед об'єктивних методів діагностики слуху все більше розповсюдження в клінічній практиці одержує багаточастотна акустична імпедансометрія, в якій стан вуха людини характеризують акустичним імпедансом [1,2,3].

За допомогою акустичних вушних імпедансметрів визначаються деякі кількісні характеристики акустико-механічної системи середнього вуха, а також параметри, що відображують реакцію на звук внутрішнього вуха. Порівняння цих характеристик у нормі і при патології дозволяє об'єктивно судити про ступінь порушень в органі слуху і діагностувати деякі його захворювання. До зазначених характеристик відносяться компоненти повного акустичного опору (імпеданс), повної акустичної провідності (адмиттанс) або похідні даних компонент.

Коли до зовнішнього вуха ззовні підводиться звукова енергія, то на її передачу в напрямку до равлика роблять вплив наступні елементи: порожнини середнього вуха, барабанна перетинка, молоточок, ковадло, стремінце, равлик, вікно равлика, а також слухова труба. За визначенням акустичний імпеданс являє собою відношення звукового тиску, усередненого по поверхні, що охоплює простір, у якому діють звукові коливання, до об'ємної швидкості цих коливань.

Вираз для модуля акустичного імпедансу середнього вуха має такий вигляд:

$$Z = \sqrt{R_a^2 + \left( \omega M_a - \frac{1}{\omega C_a} \right)^2} \quad (7.1)$$

де  $R_a$  – акустичний активний опір, обумовлений утратами через тертя;  $C_a$  і  $M_a$  – відповідно акустичні гнучкість і маса системи акустико-механічних елементів середнього вуха; ( $\omega = 2\pi f$  – частота звукових коливань).

Акустична гнучкість – це відношення об'ємної швидкості коливань до швидкості зміни звукового тиску. Акустична маса – це відношення звукового тиску до викликаного їм прискорення коливних часток повітря усередині порушеного об'єму. Величина  $Ra$  залежить від коефіцієнта тертя в равлику (найбільшою мірою), а також у ковадло-молоточковому і ковадло-стременичному зчленуваннях.

Патологічні процеси в середньому вусі найчастіше виявляються в зміні акустичної гнучкості в порівнянні зі здоровим вухом, тому в більшості випадків даний параметр поряд з модулем акустичного імпедансу і модулем акустичного адмиттанса або його похідними фігурує при вушній акустичній імпедансометрії. Похідним параметром від акустичної гнучкості є еквівалентний об'єм  $V_э$ , визначений наступним чином:

$$V_э = \gamma p C_a = \rho c_0^2 C_a, \quad (7.2)$$

де  $\gamma$  - показник адіабати повітря, що заповнює вушні порожнини ( $\gamma = 1,402$  на рівні моря);  $p$  – барометричний (статичний) тиск повітря;  $\rho$  – щільність повітря при даних барометричному тиску і температурі,  $c_0$  – швидкість звуку в повітрі.

Еквівалентний об'єм вважається особливо зручним параметром. Справа в тім, що він відповідає фізичному об'єму наповненої повітрям порожнини з твердими стінками, якщо припустити, що її акустичний імпеданс дорівнює імпедансові вимірюваного слухового ходу. Це допущення справедливе у випадку, коли довжина хвилі звукових коливань багато менше габаритних розмірів порожнини. Воно підтверджується багатьма експериментальними дослідженнями, у результаті яких установлене, що акустичні властивості поверхні зовнішнього слухового ходу і барабанної перетинки близькі до властивостей твердостінних поверхонь і можна зневажити втрати на тертя (тобто резистивної складового акустичного імпедансу вуха) і реактивним опором маси (що припустимо на низьких частотах порядку декількох сотень герц).

Зі сказаного випливає простий спосіб визначення імпедансу зовнішнього слухового ходу шляхом його порівняння з відомим імпедансом контрольної твердостінної камери, що називається каліброваною порожниною.

Передумови, на яких заснований цей спосіб, найпоширеніший у даний час, пояснюються на рис. 7.5 і полягають у наступному. У зовнішній слуховий хід уставляється пробник, до складу якого входять: звуковипромінювач у вигляді мініатюрного телефону зі звукопровідною трубкою 2, що створює вимірювальний (зондовий) сигнал; мікрофон-датчик 3 вимірювального сигналу з зондовою трубкою 4. Зовнішній слуховий хід 5 закривається вушним вкладишем 6 крізь який пропущені трубки 2 і 4.

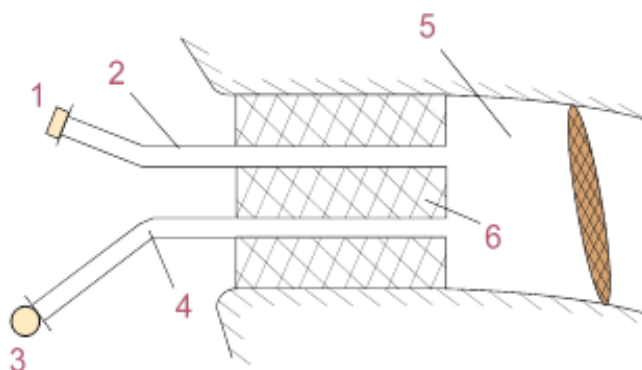


Рис. 7.5 Пояснення принципу визначення акустичного імпедансу зовнішнього слухового ходу

Нехай  $p_i$  – звуковий тиск на вході звукопровідної трубки 2;  $p_k$  і  $p_y$  – відповідно звукові тиски, обмірювані за допомогою мікрофона 3 у каліброваній порожнині й у зовнішньому слуховому ході реального вуха;  $Z_i, Z_k, Z_y$  – відповідно імпеданси трубки 2, каліброваної порожнини і вуха. Використовуючи метод електроакустичних аналогій, можна одержати наступні вирази:

Для калібровачної порожнини:

$$p_k/p_i = Z_k/(Z_i + Z_k), \quad (7.3)$$

Для вуха:

$$P_y/P_i = Z_y/(Z_i + Z_y), \quad (7.4)$$

Поділивши першу рівність на другу і допустивши, що:



$$\begin{aligned} Z_i &\gg Z_y \\ Z_i &\gg Z_k \end{aligned}, \quad (7.5)$$

Що легко забезпечити при правильному виборі внутрішнього діаметра трубок 2, 4 і об'єму калібровачної порожнини, одержимо:

$$p_y/p_k = Z_y/Z_k, \quad (7.6)$$

Дане співвідношення справедливе за умови, що об'єм калібровачної порожнини не перевищує кілька кубічних сантиметрів. Звідси для невідомого імпедансу зовнішнього слухового ходу маємо

$$Z_y = Z_k p_y/p_k, \quad (7.7)$$

З приведенного виразу випливає, що якщо при почерговому вимірі звукових тисків у зовнішньому слуховому ході і каліброваних порожнинах різного об'єму шляхом підбора останніх домогтися рівності звукових тисків у цих двох випадках, то можна визначити шуканий імпеданс вуха, тому що при  $p_y = p_k$  із малою погрішністю можна вважати, що  $Z_y = Z_k$ . Модуль імпедансу каліброваної порожнини об'ємом  $V$ , заповненої повітрям із щільністю  $\rho$ , визначається за формулою:

$$Z_k = \rho c_0^2 / \omega V, \quad (7.8)$$

Процес визначення акустичного імпедансу за допомогою реальних моделей вушних імпедансметрів не вимагає виміру звукових тисків по черзі в каліброваній порожнині і зовнішньому слуховому ході; ці прилади попередньо градуються за допомогою набору каліброваних порожнин, що озвучуються, таким чином, що на шкалі індикатора (стрілочного, цифрового, світлодіодного) наносяться значення еквівалентного об'єму у всьому діапазоні його виміру. Нерідко такий саме індикатор забезпечується суміжною шкалою з указівкою відповідних значень імпедансу.

При імпедансних вимірах вуха основний обрана частота 226 Гц. На цій частоті порожнина з еквівалентним об'ємом  $1 \text{ см}^3$  має імпеданс 1000 акустичних Ом (ак.Ом). У вигляді лінійної залежності між акустичним

імпедансом і еквівалентним об'ємом шкали акустичних вушних імпедансметрів, розрахованих на вимір еквівалентних об'ємів у межах, наприклад,  $0,2\text{—}5,0\text{ см}^3$ , нерідко одночасно грабуються в ак. Ом від 5000 до 200. Акустичний імпеданс знаходиться в прямій, а гнучкість і еквівалентний об'єм у зворотній залежності від рівня звукового тиску усередині слухового ходу. Цю обставину можна фізично пояснити в такий спосіб: нехай у зовнішній слуховий хід, закритий вкладишем-обтюратором, уводиться визначена кількість звукової енергії. Інтенсивність звукових коливань усередині зовнішнього слухового ходу залежить від жорсткості ланцюга слухових кісточок і здатності барабанної перетинки поглинати або, навпаки, відбивати падаючу на неї звукову енергію.

При нормальному стані елементів середнього вуха барабанна перетинка добре поглинає звукову енергію і лише невелика її частина відбивається назад у слуховий хід, у підсумку чого барабанна перетинка ефективно передає механічні коливання кісточкам середнього вуха. Оскільки в цьому випадку відбита перетинкою звукова енергія мала, то й РЗТ у слуховому ході буде не дуже великий. При цьому акустичний імпеданс середнього вуха відносно невеликий, а гнучкість і еквівалентний об'єм збільшені.

Припустимо тепер, що барабанна перетинка стовщена, розтягнута або в середньому вусі утримується рідина. Частка звукової енергії, що поглинається тоді, буде значно менше відбитої, у результаті чого РЗТ усередині зовнішнього слухового ходу виявиться підвищеним. У даному випадку акустичний імпеданс збільшений, а гнучкість і еквівалентний об'єм мають незначні значення. В іншому крайньому випадку, наприклад при перфорованій (тобто такій, що має патологічні отвори) барабанній перетинці, велика частина звукової енергії буде проникати в порожнину середнього вуха. Це рівнозначно тому, що усередині зовнішнього слухового ходу РЗТ буде зниженим і відповідно гнучкість і еквівалентний об'єм підвищеними. Іншими словами, зовнішній слуховий хід, закритий вкладишем-обтюратором,

можна уподібнити низькодобротному акустичному резонаторові з відносно твердими стінками, у якого одна з торцевих поверхонь (барабанна перетинка) має непостійну жорсткість, що залежить від наявності тих або інших патологічних змін у середньому вусі.

В даний час найпростішим і швидким способом виміру вушного акустичного імпедансу є використання електроакустичного моста. Цей спосіб припускає приміщення пробника з мікрофоном усередині зовнішнього слухового ходу для визначення звукового тиску інформативного зондового сигналу. Визначений в такий спосіб звуковий тиск характеризує не тільки стан частин середнього вуха, але і також зовнішнього слухового ходу. Відповідно обмірюваний імпеданс являє собою величину повного імпедансу вуха  $Z_{вх}$ , що складається з імпедансів частин вуха, що знаходяться перед і за барабанною перетинкою. Порівняння значень модуля повного імпедансу здорового і хворого вуха дозволяє визначати деякі види слухових розладів: наприклад, у випадку ексудативного середнього отиту імпеданс здорового вуха перевищує імпеданс хворого вуха в 3-9 разів[37]. Однак у ряді інших випадків для точного діагностування виду патологічних змін потрібно знати значення імпедансу тільки середнього вуха.

Щоб одержати значення імпедансу «чисто» середнього вуха  $Z_{с.у.}$  використовують прийом, що дозволяє виключати внесок імпедансу  $Z_n$  ділянки зовнішнього слухового ходу, що обмежений барабанною перетинкою і торцевою поверхнею пробника. З цією метою вимірюють імпеданс зазначеної ділянки вуха, для чого усередині нього штучно створюють надлишковий барометричний тиск порядку +200 даПа. Це викликає додатковий натяг барабанної перетинки, що приводить до різкого зростання імпедансу середнього вуха, у результаті чого його вплив на загальний вхідний імпеданс стає настільки малим, що їм можна знехтувати. Імпеданс середнього вуха  $Z_{с.у.}$  обчислюють по формулі

$$Z_{c.y.} = Z_{bx} Z_{п} / (Z_{п} - Z_{bx}), \quad (7.9)$$

Незважаючи на те, що за значенням акустичного імпедансу або його складових можна в деяких випадках укласти про наявність патологічних змін, у більшості випадків вимір самого по собі статичного акустичного імпедансу або його похідних (тобто при нормальних фізичних умовах у зовнішньому слуховому ході) дає малозначну діагностичну інформацію. Це пояснюється великим міжсуб'єктивним розкидом даних, так що індивідуальні відхилення значень імпедансу від деяких усереднених значень, характерних для норми і різних видів патології нерідко можуть перекривати один одного. Тому найчастіше реєстрацію статичного імпедансу роблять лише для повторних вимірів у того самого випробуваного з метою спостереження його змін у часі, наприклад, для з'ясування прохідності слухової труби.

Як основні методи дослідження слуху за допомогою вимірників вушного акустичного імпедансу прийняті динамічні, що полягають у тім, що приладом фіксуються зміни тих або інших імпедансних показників, що відбуваються при штучно створюваних впливах на орган слуху. До цих методів відноситься тимпанометрія.

Тимпанометрія використовується для визначення дефектів слуху, що виникають унаслідок наявності рідини в середнім вусі, порушень рухливості барабанної перетинки, розриву ланцюга слухових кісточок, прохідності слухової труби й ін. Суть тимпанометрії полягає в тому, що в зовнішньому слуховому ході, герметично закритому спеціальним вушним вкладишем-обтюратором, створюється плавна зміна статичного тиску повітря від величини, більшої нормального атмосферного, до величини, меншої його. При цьому безупинно реєструються значення еквівалентного об'єму або гнучкості (рідше-акустичного імпедансу). По виду отриманої залежності

еквівалентного об'єму (гнучкості, імпедансу) від тиску повітря, що називається тимпанограмою, можна судити про стан середнього вуха.

Як приклад на рис. 7.6 показані тимпанограми, зняті при нормальному слуху і при двох видах патологій – отосклерозі і ексудативному середньому отиті. Хід кривих можна пояснити в такий спосіб.

1. *Нормальне вухо.* При створенні в зовнішньому слуховому ході надлишкового тиску повітря, наприклад +200 даПа, барабанна перетинка прогнеться убік порожнини середнього вуха. Одержавши в такий спосіб додатковий натяг, він стане менш рухливий і відповідно менш податливий. В міру зменшення тиску повітря в зовнішньому слуховому ході її натяг зменшується, вона стає більш податлива. Акустична гнучкість стає найбільшою, коли тиск повітря в зовнішньому слуховому ході й у середнім вусі зрівнюються. Якщо далі тиск у зовнішньому слуховому ході зменшувати убік негативних (стосовно нормального) тисків, то барабанна перетинка почне прогинатися зовні, її натяг знову буде збільшуватися, а гнучкість зменшуватися.

2. *Отосклероз.* При отосклерозі рухливість ланцюга слухових кісточок різко знижена, унаслідок чого здатність барабанної перетинки до зміни свого положення обмежена. Тому, якщо змінювати тиск повітря в зовнішньому слуховому ході, зсув барабанної перетинки відбудеться в набагато меншому ступені, ніж при нормальному вусі. Таким чином, акустична гнучкість при надлишковому і недостатньому тиску повітря мала та ж, як і при нормальному вусі в цих же умовах, а при нормальному значно зменшена в порівнянні з нормальним вухом приблизно на 30—50 %.

3. *Ексудативний середній отит.* Дана хвороба характеризується наявністю в порожнині середнього вуха рідини замість повітря. З цієї причини барабанна перетинка зміщена назовні через тиск, що робиться на неї рідиною, і, як наслідок, її рухливість ще менше, ніж при отосклерозі. Тому навіть при значних межах зміни тиску повітря в зовнішньому слуховому ході

зміна акустичної гнучкості  $\epsilon$  дуже невеликою, різниця між максимальним і мінімальним значеннями еквівалентного об'єму не перевищує трохи десятих часток кубічного сантиметра. Вид тимпанограми залежить від співвідношення об'ємів, займаних у середнім вусі рідиною і повітрям: чим вище зміст рідини, тим менше зміна гнучкості.

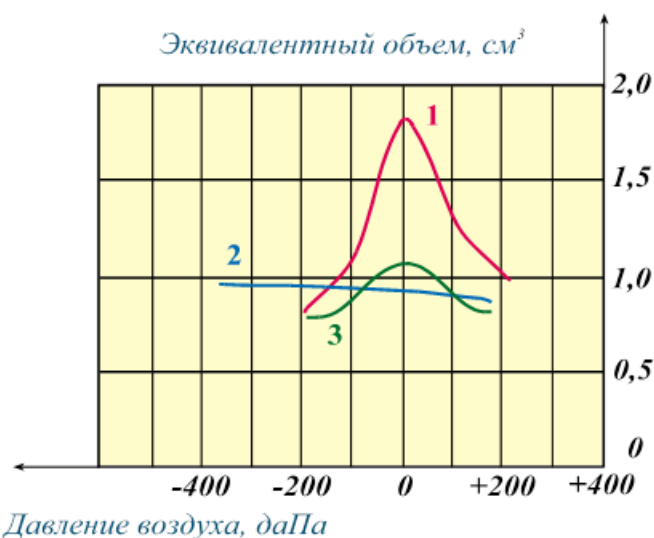


Рис.7.6 Приклади тимпанограм, характерних для:

1 – нормального вуха, 2 – отосклерозу, 3 – ексудативного середнього отиту

Технічна реалізація тимпанометрії закладається в акустичному вушному імпедансметрі. Таким чином, основною функцією цього приладу є реєстрація зміни акустичної гнучкості, еквівалентного об'єму, акустичного імпедансу, що відбуваються внаслідок контрольованої зміни тиску повітря в зовнішньому слуховому ході.

Принцип роботи акустичного вушного імпедансметра в загальному виді можна проілюструвати рис.7.7, на якому приведена спрощена структурна схема приладу. Генератор вимірювального сигналу 1 разом з малогабаритним телефоном 2 створюють акустичний сигнал частотою 226 або 660 Гц, що через тонку трубку 3 подається усередину зовнішнього слухового ходу 4 через отвір у вушному вкладиші 5. Величина РЗТ усередині зовнішнього

слухового ходу містить усю необхідну інформацію про значення еквівалентного об'єму, акустичної гнучкості й інших акустичних параметрів.

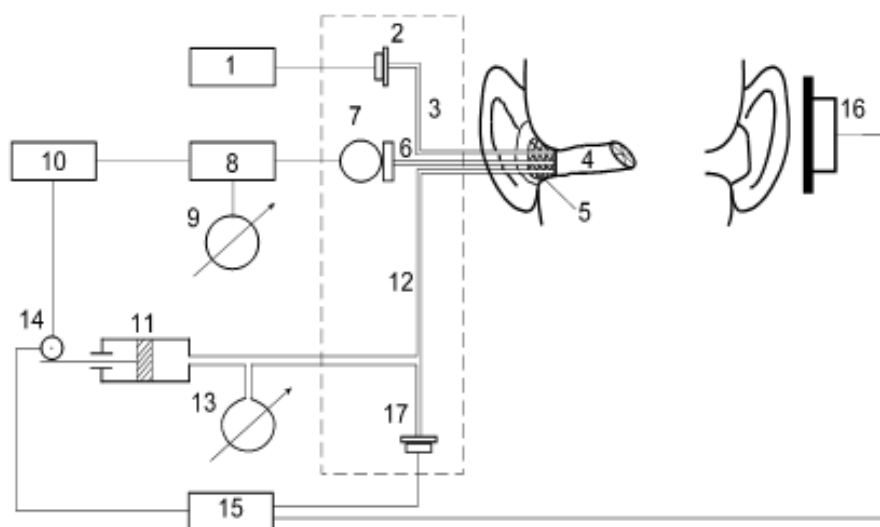


Рис.7.7 Спрощена структурна схема акустичного вушного імпедансметра

Вимірювання РЗТ здійснюється системою, що включає в себе мікрофон 7 із зондовою трубкою 6, що підсилювально-фільтрує і випрямний вузол 8 і стрілочний або цифровий індикатор 9. Фіксування результатів вимірів відбувається за допомогою вихідного реєстратора 10, у якості якого можуть використовуватися двокоординатний графобудівник, самопис, дисплей, принтер. При проведенні тимпанометрії тиск повітря в зовнішньому слуховому ході змінюється компресором 11, який виконано звичайно у виді порожнього циліндра з поршнем, що переміщається усередині його. Стиск або розрідження повітря передається в зовнішній слуховий прохід за допомогою трубки 12. Тиск повітря контролюється за допомогою манометра 13. Поршень може приводитися в рух вручну або автоматично електродвигуном 14. Ручний і електричний приводи компресора зв'язані з вихідним реєстратором так, що, наприклад, і режимі тимпанометрії синхронно зі зміною тиску повітря переміщається каретка графобудівника і записується тимпанограма.

При розробці акустичних вушних імпедансметрів важливо правильно вибрати частоту зондового сигналу, оскільки від її значення залежать точнісні характеристики приладів.

Відповідно до рекомендацій МЕК, частота зондового сигналу при тимпанометрії повинна дорівнювати 226 Гц при РЗТ 90 дБ. Значення частоти 226 Гц є зручним з погляду спрощення калібрування вимірників вушного іммитанса, оскільки при цьому можна користуватися «круглим» значенням об'єму каліброваної порожнини, рівним 1 см<sup>3</sup>. Важливо також те, що частота 226 Гц не збігається з частотами гармонік живильної мережі - це сприяє забезпеченню необхідної перешкодозахищеності тракту зондового сигналу.

Іноді при тимпанометрії, поряд з низькочастотним зондовим сигналом, використовується сигнал з частотами 660-675 Гц, близькими до резонансної частоти механічної системи середнього вуха. Це дає можливість добре виявляти таке порушення, як розривши ланцюга слухових кісточок [37]. Крім викладених міркувань, при виборі частоти зондового сигналу необхідно не тільки уникати її збігу з частотою стимулюючого сигналу, але і добиватися розходження значень цих частот у такому ступені, при якій можна забезпечити необхідну розв'язку електричних ланцюгів зондового і стимулюючого сигналів. Частота стимулюючого сигналу вибирається зі звичайного ряду аудіометричних частот.

### **7.3. Формула середнього вуха людини в нормі. Відбивання звуку від барабанної перетинки**

Порівняння одержаних характеристик середнього вуха (тимпанограм) в нормі і при патології дозволяє судити про ступінь зрушень в органі слуху і діагностувати деякі його захворювання. Проте, велика розбіжність міжсуб'єктних даних може перебивати відхилення від норми, що є основною проблемою діагностики слуху. Нижче, описана теоретично, на основі математичної моделі середнього вуха людини, і підтверджена експериментально, розшифровкою тимпанограм, формула середнього вуха



людини в нормі, яка ліквідує цю проблему і створює можливості для раннього діагностування захворювань звукопровідної системи вуха. Математична модель середнього вуха людини в нормі, побудована на основі метода електромеханічних аналогій і уявлень про зв'язану коливальну систему, дозволяє зв'язати в один новий діагностичний параметр, так званий фактор зв'язку, всі параметри коливальної системи вуха.

### **7.3.1. Еквівалентна електромеханічна схема середнього вуха людини**

Для аналізу коливань барабанної перетинки вуха скористаємось апробованим в електроакустиці методом електромеханічних аналогій [6]. В його основі лежить подібність рівнянь, які описують електричні і механічні явища. При цьому електричним величинам: напрузі, ємності, індуктивності, активному опору, відповідають механічні: сила, гнучкість, маса, активний механічний опір.

З фізичної точки зору барабанна перетинка являє собою тонку, рівномірно розтягнуту плівку, що має розподілені інерцію і пружність – мембрану. Інерція мембрани характеризується масою одиниці площі  $\rho$ , а пружність – силою натягу  $\tau$ . Остання являє собою силу, що діє в площині мембрани на одиницю довжини опори мембрани. Мембрана при розрахунку замінюється простою коливальною системою у вигляді підвішеного на пружині поршня. Еквівалентна маса поршня і маса мембрани зв'язані співвідношенням:

$$m_{\text{екв.}} = \frac{4}{3} m_{\text{м.}} = \frac{4}{3} \pi a^2 \rho, \quad (7.10)$$

де  $a$  – радіус мембрани. Еквівалентна гнучкість пружини:

$$C_{\text{екв.}} = \frac{1}{8\pi\tau} \quad (7.11)$$

Оцінка  $m_{\text{екв.}}$  перетинки при товщині 0.074 мм, площі  $S_{\text{б.п.}}=64 \text{ мм}^2$  і  $\rho=10^3 \text{ кг/м}^3$  дає значення  $m_{\text{екв.}} \approx 6.3 \text{ мг}$ .

До барабанної перетинки прикріплені слухові кісточки: молоточок з  $m_{\text{мол.}}=25$  мг, коваделко з  $m_{\text{к.}}=30$  мг, стремінце з  $m_{\text{с.}} \approx 3-4$  мг. Таким чином, сумарна маса кісточок і мембрани дорівнює  $m_{\Sigma} = 65$  мг.

Розглянемо електромеханічну схему середнього вуха.

Середнє вуха людини являє собою складну механоакустичну систему. Механічна її частина утворена барабанною перетинкою і з'єднаною з нею системою кісточок. Натяг барабанної перетинки може регулюватися відповідними м'язами. Акустична частина утворена барабанною порожниною з об'ємом  $V_{\text{б.пор.}} \approx 1 \text{ см}^3$  і з'єднаною з нею євстахієвою трубою. Діаметр отвору з барабанної порожнини в трубу дорівнює від 3 до 6 мм, тобто площа  $S_0=(7-28) \text{ мм}^2$ , а довжина труби  $l_{\text{тр.}}=37$  мм. Оскільки євстахієва труба з'єднана з носоглоткою отвором малого діаметру, її об'єм визначимо як об'єм конуса. При  $S_0=28 \text{ мм}^2$  для дорослої людини:  $V_{\text{тр.}}=\frac{1}{3} S_0 l_{\text{тр.}}=345 \text{ мм}^3$ . Так як довжина труби перевищує її діаметр навіть при виході з барабанної порожнини, приєднаною масою можна знехтувати. Маса повітря в трубі, що рухається як єдине ціле, дорівнює  $m_{\text{тр.}}=\rho_{\text{пов.}} V_{\text{тр.}}=4,15 \cdot 10^{-7}$  кг. Подібно до того, як це робиться з пристроями електроакустичних апаратів, що здійснюють зміну площі перетину потоку повітря, що коливається, замінимо середнє вуха його механічною моделлю - акустичним трансформатором (рис.7.8):  $S_{\text{б.п.}}$ ,  $S_{\text{б.пор.}}$  і  $S_0$  - площа барабанної перетинки, барабанної порожнини і отвору із барабанної порожнини в євстахієву трубу відповідно;  $r_1$ - опір втрат внаслідок передачі звукової енергії через ланцюг звукових кісточок у внутрішнє вуха;  $r_2$  - опір втрат повітря, що коливається, на тертя об стінки євстахієвої труби;  $m_{\text{тр.}}$  - маса повітря, що рухається як єдине ціле, в євстахієвій трубі;  $m_{\Sigma}$  - сумарна маса кісточок і барабанної перетинки;  $C_{\text{а.б.пор.}}$ ,  $C_{\text{а.б.п.}}$  - акустичні гнучкості барабанної порожнини і перетинки відповідно.

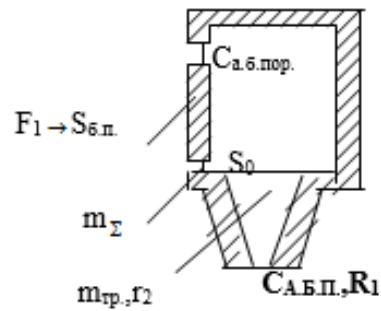


Рис.7.8 Механічна модель середнього вуха людини

Одержані таким чином повна і приведена електромеханічні схеми середнього вуха показані на рис.7.9.

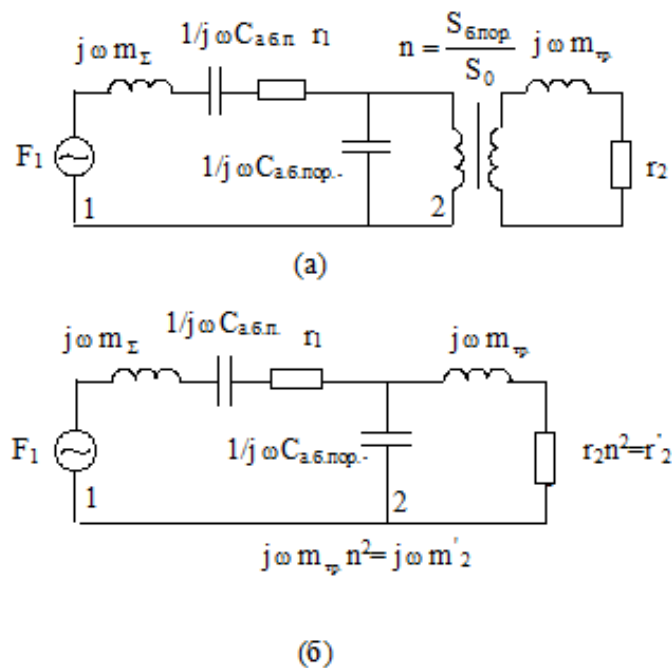


Рис.7.9 Повна (а) і приведена (б) еквівалентна схема середнього вуха людини

Відзначимо, що користуватися методом електромеханічних аналогій і представляти схеми у такому вигляді можна лише тоді, коли розміри елементів акустичної системи малі порівняно з довжиною звукової хвилі (наприклад, на частоті 1000 Гц, найвищій частоті, що використовується в імпедансометрії, довжина звукової хвилі складає 0.34 м), а відношення  $S_{\text{б.п.}}/S_0 \cong 2.3 > 2$ .

Як видно із рис.7.9, приведена еквівалентна схема являє собою 2 зв'язаних контури. Спільним елементом для них (елементом зв'язку) є барабанна порожнина. При цьому маса кісточок, гнучкість барабанної перетинки і барабанної порожнини, та активна складова акустичного опору створюють послідовний резонансний контур, а гнучкість барабанної порожнини і еквівалентна маса повітря в слуховій трубі – паралельний контур. Особливістю зв'язаної системи вуха є те, що поглинання енергії звука відбувається в тому ж контурі (барабанної перетинки), в який вона і вводить. Функція другого контуру в цьому випадку зводиться до розширення смуги пропускання вуха.

Порівнявши реактивні компоненти контура 2 для верхньої з частот багаточастотної тимпанометрії 1000 Гц:

$$\omega m_{\text{тр}} n^2 = 1,34 \cdot 10^{-2} \text{ і } 1/\omega C_{\text{а.б.пор.}} = 0,1,$$

де акустична гнучкість барабанної порожнини визначена за відомою

формулою [6]:  $C_{\text{а.б.пор.}} = \frac{V_{\text{б.пор.}}}{\rho c_0^2 S_{\text{б.пор.}}^2} = 1,75 \cdot 10^{-3} \text{ м/Н}$ , ( $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$  – густина

повітря;  $c_0 = 340 \text{ м/с}$  – швидкість звуку в ньому;  $V_{\text{б.пор.}} \approx 1 \text{ см}^3$ ), бачимо, що:

$$\omega m_{\text{тр}} n^2 \ll 1/\omega C_{\text{а.б.пор.}}$$

Це означає, що  $C_{\text{а.б.пор.}}$  закорочена  $m'_2$  і  $r'_2$ , і не впливає на резонансну частоту вуха. При цьому парціальна частота 1 контуру:

$$f_{1\text{п}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{m_{\Sigma} C_{\Sigma}}} = 0,8 \text{ кГц, де } C_{\Sigma} = \frac{C_{\text{екв.}} \cdot C_{\text{а.б.пор.}}}{C_{\text{екв.}} + C_{\text{а.б.пор.}}}, \quad (7.12)$$

а парціальна частота 2 контуру:

$$f_{2\text{п}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{m'_2 C_{\text{а.б.пор.}}}} = 2,6 \text{ кГц}, \quad (7.13)$$

майже в 3 рази більше, ніж контуру 1. Але помилково було б розглядати тільки контур барабанної перетинки, як це до цих пір робилось [1]. А треба розглядати саме систему зв'язаних контурів.

Цікаво відзначити, що в електроакустиці аналогічна еквівалентна схема описує гучномовець з фазоінвертором. Але в ній парціальні частоти обох контурів вибираються близькими, а фактор зв'язку не використовується.

В теорії електричних зв'язаних ланцюгів безрозмірним параметром, який характеризує систему, є так званий фактор зв'язку [8]:

$$A = k_{зв.} Q, \quad (7.14)$$

де  $k_{зв.}$  - коефіцієнт зв'язку, а  $Q$  - добротність системи.

Значення  $A=1$  є оптимальним для одержання максимальної ширини смуги [8]. Із теорії електричних ланцюгів, зв'язаних через ємність у випадку, коли ємність в контурі 2 нескінчена ( $1/\omega C_2=0$ ), після заміни ємностей на гнучкості одержимо:

$$k_{зв.} = 1/(1+V_{б.пор.}/V_{б.п.})^{1/2}, \quad (7.15)$$

де  $V_{б.пор.}$  - фізичний об'єм барабанної порожнини, а  $V_{б.п.}$  - еквівалентний об'єм барабанної перетинки, які зв'язані з відповідними акустичними гнучкостями співвідношеннями:

$$V_{б.пор.} = \rho c_0^2 C_{а.б.пор.}, \quad V_{б.п.} = \rho c_0^2 C_{а.б.п.} \quad (7.16)$$

Добротність механічної частини коливальної системи (контур 1):

$$Q_{б.п.} = \frac{\omega_p m_{а.к.}}{r_1} = \frac{1}{\omega_p C_{а.б.п.} r_1}, \quad (7.17)$$

де  $\omega_p$  - її резонансна частота,  $m_{а.к.}$  - акустична маса слухових кісточок.

Через велику різницю парціальних частот:

$$\omega_p = 1/\sqrt{m_{а.к.} C_{а.б.п.}}, \quad (7.18)$$

добротність акустичної частини системи (контур 2)  $Q_{б.пор.} \gg Q_{б.п.}$ , тому:

$$Q = Q_{б.п.} \quad (7.19)$$

Модуль акустичного імпедансу механічної частини зв'язаний з еквівалентним об'ємом співвідношенням:

$$Z_a = \sqrt{r_1^2 + (\omega \cdot m_{а.к.} - 1/(\omega \cdot C_{а.б.п.}))^2} = \rho c_0^2 / (\omega V_{екв.}), \quad (7.20)$$

де  $r_1 = Z_a(\omega_p) = \rho c_0^2 / (\omega_p V_{екв.}(\omega_p))$ .

Після підстановки виразів (6-10) в (5) одержуємо:

$$A = \frac{V_{\text{екв.}}(\omega_p)}{V_{\text{б.п.}}} \cdot \frac{1}{(1 + V_{\text{б.пор.}}/V_{\text{б.п.}})^{1/2}}. \quad (7.21)$$

### 7.3.2. Результати експериментальних досліджень

Значення  $V_{\text{б.п.}}$ ,  $V_{\text{екв.}}(\omega_p)$  знаходились експериментально за тимпанограмами, одержаними на частотах 226, 660 та 1000 Гц.

Звернемося до тимпанограм (рис.7.10) середнього вуха людини, одержаним за допомогою клінічного комп'ютеризованого акустичного вушного імпедансметра. При цьому на стрічці разом з ними окремо друкуються значення еквівалентного об'єму в максимумі тимпанограми і об'єму зовнішнього слухового проходу. Не зупиняючись на питанні, чому значення останнього ростуть від 2,1 до 2,5 і 4,0 см<sup>3</sup> на частотах 226, 660 і 1000 Гц відповідно при незмінному фізичному об'ємі, відзначимо, що вони набагато більші еквівалентного об'єму самого вуха. Це значно знижує чутливість вимірювання.

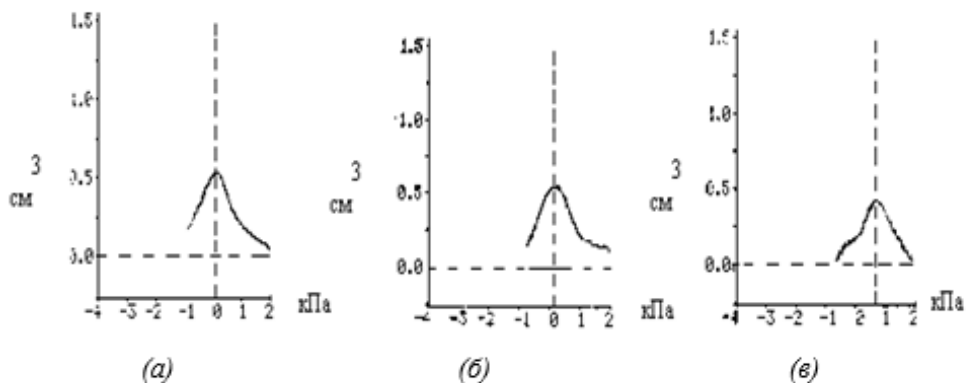


Рис.7.10 Тимпанограми, одержані на частотах:  
а) 226 Гц; б) 660 Гц; в) 1000 Гц

В табл.1 наведені еквівалентні об'єми вуха як в максимумі тимпанограм, так і при нульовому тиску (в дужках на частоті 1000 Гц), а також значення  $Z_a$ , розраховані за виразом (7.20).

Таблиця 7.1

f, Гц	226	660	1000
$V_{\text{екв.}}, \text{см}^3$	0.54	0.57; 0.67	0.44; 0.54; (0.18)
$Z_a \cdot 10^{-8},$ $\text{кг/с} \cdot \text{м}^4$	1.79	0.59; 0.5	0.5; 0.41; (1.25)

Отримавши значення  $Z_a$  на трьох частотах, можна записати систему трьох рівнянь (7.20) з трьома невідомими, розв'язати її, і знайти резонансну частоту по формулі (7.18). У нашому випадку вона дорівнює 1000 Гц, при  $\Delta P_{\text{ст}} = +0.72$  кПа. Це пояснюється збільшенням резонансної частоти при зменшенні гнучкості барабанної перетинки внаслідок збільшення її натягу за рахунок надмірного тиску. Після внесення поправок на чутливість до зміни еквівалентного об'єму, яка для приладу є  $+0,1 \text{ см}^3$ , одержуємо  $V_{\text{екв.р}}(1000) = 0,54 \text{ см}^3$ .

Оскільки  $Z_a(226) = 1,8 \cdot 10^8 > 0,41 \cdot 10^8 = r_1$ , можна вважати, що

$$V_{\text{б.п.}} \approx V_{\text{екв.}}(226) = 0,54 \text{ см}^3, V_{\text{екв.р}}(1000) = 0,54 \text{ см}^3.$$

Підставляючи ці значення в (7.17) і (7.20) і взявши з [7]  $V_{\text{б.пор.}} = 0,9 \text{ см}^3$ , одержимо на резонансній частоті 1000 Гц:

$$A = \frac{1000}{660} \frac{V_{\text{екв.р}}(1000)}{V_{\text{екв.}}(226)} \frac{1}{(1 + V_{\text{б.пор.}}/V_{\text{екв.}}(226))^{1/2}} = 0.96 \approx 1. \quad (7.22)$$

Отже можна припустити, що формулою середнього вуха людини в нормі є вираз:

$$A = \frac{1}{\omega_p C_{\text{а.б.п.}} r_1} \frac{1}{(1 + V_{\text{б.пор.}}/V_{\text{б.п.}})^{1/2}} = 1. \quad (7.23)$$

Вона зв'язує поміж собою резонансну частоту механічної коливальної системи, акустичні гнучкість барабанної перетинки (еквівалентний об'єм) і активну складову імпедансу та фізичний об'єм барабанної порожнини.

Звернемо увагу на те, що в явному вигляді (7.23) не залежить від площі барабанної перетинки, тобто від віку людини, тоді як маса слухових кісточок від неї залежить [7]. Дійсно, механічна маса  $m_{\text{мех.}}$ :

$$m_{\text{мех.}} = m_{\text{а.к.}} S_{\text{б.п.}}^2. \quad (7.24)$$

Розрахована за формулами (7.18), (7.24) і  $S_{\text{б.п.}} = 64 \text{ мм}^2$  [7] для дорослої людини:  $m_{\text{мех.}} = 6.3 \cdot 10^{-5} \text{ кг} = 63 \text{ мг}$ . Це значення дуже близьке до сумарної маси кісточок [7]: молоточка – 25 мг, коваделка – 30 мг, стремінця – 4 мг, та еквівалентної маси самої барабанної перетинки – 5 мг, рівної 64 мг.

Використаємо значення  $r_1 = 0.41 \cdot 10^8 \text{ кг/см}^4$ , при якому  $A \approx 1$ , для знаходження коефіцієнта відбивання звуку за енергією  $\chi$ :

$$\chi = \left( \frac{1 - Z_{\text{п.а.}}/r_1}{1 + Z_{\text{п.а.}}/r_1} \right)^2, \quad (7.25)$$

де  $Z_{\text{п.а.}} = \rho c_0 / S_{\text{б.п.}}$  - акустичний імпеданс повітря.

Для значення  $S_{\text{б.п.}} = 64 \text{ мм}^2$ ,  $Z_{\text{п.а.}}/r_1 = 0,156$ :

$$\chi = 0,53,$$

а коефіцієнт проходження звуку за енергією  $w$ :

$$w = 1 - \chi = 0,47.$$

З точністю до 6% обидва значення близькі до величини 0.5. Це протирічить твердженню [1], що “при нормальному стані елементів середнього вуха барабанна перетинка добре поглинає звукову енергію і лише невелика її частина відбивається назад в слуховий прохід, в результаті чого барабанна перетинка ефективно передає механічні коливання кісточкам середнього вуха”.

## 7.4 Розрахунок акустичної частини нового приладу для діагностики слуху людини - вушного ехо-спектрометра

### 7.4.1 Вибір електроакустичного перетворювача

Телефони - це електроакустичні пристрої, що перетворюють електричні коливання в звукові акустичні коливання повітряного середовища.



Оскільки гучномовці та телефони є останніми ланцюгами будь-якого радіомовленнєвого тракту або лінії зв'язку, то їх властивості мають вирішальний вплив на його якість роботи в цілому. По способу перетворення коливань телефони підрозділяються на електродинамічні; електромагнітні; п'єзоелектричні; електростатичні, й спеціальні.

Принцип побудови акустико-механічної системи телефону і підбору її параметрів залежить в першу чергу від режиму формування акустичного навантаження. За цим принципом розрізняють телефони закритого та відкритого типу.

Перші будуються за припущенням, що їх використання здійснюється в умовах щільного притискання до вуха. Тому тиск, що створюється таким телефоном, визначається відносною деформацією замкнутого об'єму і пропорційний зміщенню діафрагми.

В телефонах відкритого типу в бокових стінках корпусу передбачаються спеціальні щілини. Тому тиск, що створюється діафрагмою телефона, пропорційний швидкості її коливань.

Ефективність телефону оцінюється його чутливістю

$$S = \frac{P}{U} \cdot \sqrt{Z_{ex}},$$

яка виражається в  $\text{Па}/\sqrt{\text{Вт}}$ .

Принцип дії електромагнітного телефону полягає в наступному. На постійний магнітний потік магнітної системи, що складається з постійного магніту 2 (рис.7.11) та магнітопроводу (полюсних наконечників) 3, накладається змінний потік звукової частоти, що створюється котушками 4, одягненими на магнітопровід. До цих котушок підводиться напруга звукової частоти.

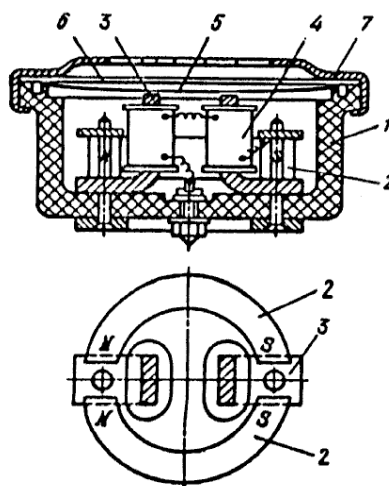


Рис. 7.11 Конструкція електромагнітного телефону ТК-47: 1 – корпус; 2 – дугообразні магніти з полюсними наконечниками; 3, 4 – котушка; 5 – ферромагнітна діафрагма, що вільно лежить на виточці у корпусі; 6 – захисний ексельсіоровий диск; 7 – кришка з отворами, завалькована навколо виступу корпуса

Перед полюсними наконечниками знаходиться ферромагнітна діафрагма 5. При впливі сукупності постійного і змінного магнітних потоків, що пронизують діафрагму, виникає сила, що приводить в коливання останню, так як ця сила змінюється в такт зі змінним магнітним потоком. При своїх коливаннях діафрагма створює звукові коливання у вушній раковині і слуховому проході.

Для прослухування радіопередач, звукового супроводу телебачення застосовують інші типи телефонів. Велика частина стереофонічних телефонів, що випускаються - електродинамічні. В якості прикладу опишемо конструкцію телефона ТДС-1 (рис.7.12).

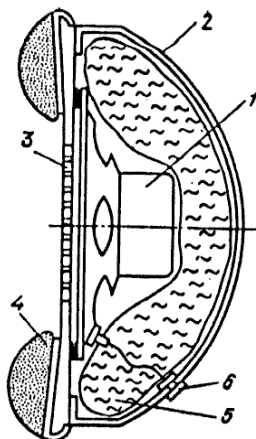


Рис. 7.12 Конструкція електродинамічного телефону ТДС-1: 1 – малий електродинамічний гучномовець; 2 – корпус; 3 – перфорована решітка; 4 – м'який амбушюр, що притискається до вушної раковини; 5 – звукопоглинаючий матеріал (поролон); 6 – контакт

У корпусі 2 знаходиться мініатюрна електродинамічна голівка гучномовця 1 з дифузорець або з напівсферичною діафрагмою. Простір між ним і корпусом заповнений звукопоглинаючим матеріалом (поролоном) 5. Перед гучномовцем знаходиться перфорована решітка 3. До краю корпусу примикає м'який амбушюр, що притискається до вушної раковини. Цей телефон (в парі) дозволяє отримати високоякісне відтворення, особливо низьких частот, при малій потужності, що підводиться, забезпечуючи дуже гарний стереофонічний ефект, і досить надійно ізолює звук слухача від зовнішніх шумів, а оточуючих людей - від звуків відтворення.

Варто відзначити головні телефони закритого та відкритого типу. На рис. 7.13 показано математичний пристрій динамічного головного телефону закритого (а) і відкритого (б) типу. Охоплюючі ГТ зазвичай достатньо великі по розміру, щоб охопити вушну раковину. Такий ГТ утворює невеликий замкнений об'єм  $V$ , який обмежений барабанною перетинкою, слуховим каналом, вушною раковиною, амбушюром 13 і діафрагмою перетворювача 1.

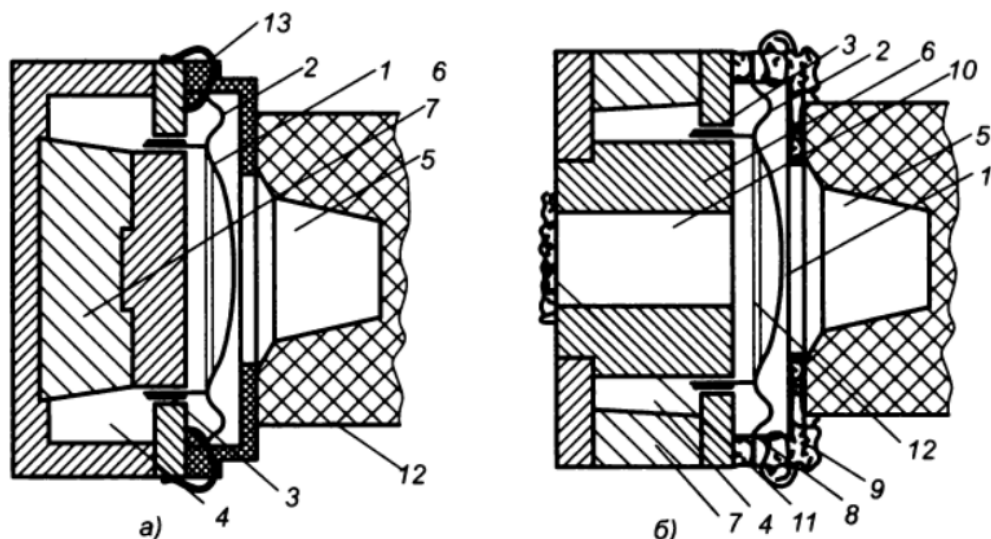


Рис. 7.13 Пристрій котушкових електродинамічних головних телефонів: а – закритого, б – відкритого типу: 1 – купол і 2 – підвіска (гофр) діафрагми; 3 – звукова котушка; 4 – внутрішньоманітний об'єм; 5 – навантажена порожнина еквівалентна зовнішньому вусі; 6 – керн; 7 – магніт; 8 – отвір між навантаженою порожниною і зовнішнім середовищем з пористою накладкою; 9, 10 – отвір в керні з пористою накладкою; 11, 12 – об'єм під діафрагмою; 13 – амбюшур закритого телефону

Амбюшуром називають деталь телефону, яка забезпечує зв'язок з вухом, виготовленої з м'якої резини або шкіри з наповнювачем.

Головна перевага головних телефонів закритого типу являється хороша звукоізоляція від зовнішнього середовища і хороше відтворення низьких частот. Однак герметизація порушує природній теплообмін, створюючи тепле і вологе середовище, а також негативні психологічні ефекти (тіснота, відкрив від оточуючого середовища), які роблять небажаним довге використання таких телефонів. Ці фактори суттєво спрощуються у відкритих телефонах.

У відкритих телефонах порожнина між діафрагмою і вушною раковиною з'єднуються з зовнішнім середовищем через спеціальні отвори в корпусі, які зазвичай закриваються легкою паралоновою прокладкою. Такі ГТ невеликі за розміром, легкі, реалізуються зазвичай на електродинамічних перетворювачах котушкового типу, подібними до динамічних мікрофонів. Ці головні телефони працюють у режимі, близькому до випромінювання в

середовище головки в оформленні фазоінвертора, в ближньому полі якого знаходиться вухо слухача.

До переваг головних телефонів відкритого типу, крім дешевизни і відчуття відкритого простору, слід віднести достатньо невеликі (в порівнянні з ГТ закритого типу) нелінійні спотворення, що викликані малою масою рухомої системи. До недоліків – мале ослаблення сторонніх шумів, особливо низькочастотних.

Потрібно відмітити, що ГТ відкритого і закритого типу широко використовуються у вкладному (у вухо) типу. Відкриті ГТ тримаються у вусі за допомогою невеликого паралонового вкладиша; закриті – щільно закривають вушний канал за допомогою спеціального вкладиша і застосовуються у слухових апаратах.

Поширення в наш час отримали також електростатичні телефони (рис.7.13). Між двома нерухомими перфорованими для пропускання звуку пластинами 2, знаходиться рухома пластина 1, що під'єднана до одного з виводів джерела постійної напруги (напруги поляризації). Інший вивід джерела напруги поляризації приєднаний до середньої точки вторинної обмотки трансформатора, до виводів якої приєднані нерухомі пластини. Первинна обмотка трансформатора приєднана до виходу підсилювача. Всі пластини знаходяться в корпусі, обладнаному амбушюром, як і інші типи телефонів. Конструкція телефонів передбачає, щоб напруга поляризації не могла потрапити на слухача.

Останнім часом у зв'язку з розробкою п'єзоелектричних синтетичних плівок з'явилися п'єзоелектричні телефони. Фірма "Пайонір" (Японія) використовує для своїх телефонів полівініліденфлуоридну плівку. Цю плівку можна зробити різною товщини (8...30 мкм). Вона має малу жорсткість і задовільні п'єзоелектричні параметри. Конструкція п'єзоелектричного телефону на основі плівки зображена на рис.7.14. Якість цього телефону досить висока. При цьому він не вимагає напруги поляризації.

Для вушного ехо-спектрометра необхідний малогабаритний телефон, який здатний працювати в суміщеному режимі, тобто і як телефон, і як мікрофон. Тому вибираємо малогабаритний телефон електромагнітного типу ТМ-2А. Телефон ТМ-2А призначений для застосування в слухових апаратах, його основні параметри приведені в табл.7.2.

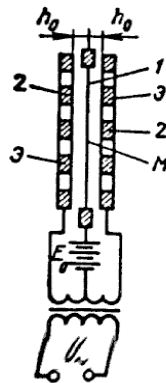


Рис. 7.14 Конструкція електростатичного телефону:  
1 – діафрагма; 2 – нерухомі електроди;  $E$  – джерело поляризуючої напруги;  
 $h$  – довжина між діафрагмою та нерухомим електродом

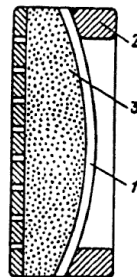


Рис. 7.15 Конструкція п'єзоелектричного телефону: 1 – діафрагма; 2 – м'який амброшур;  
3 – м'яка подушка з поропласту, прикрита з тильної сторони перфорованою пластиною

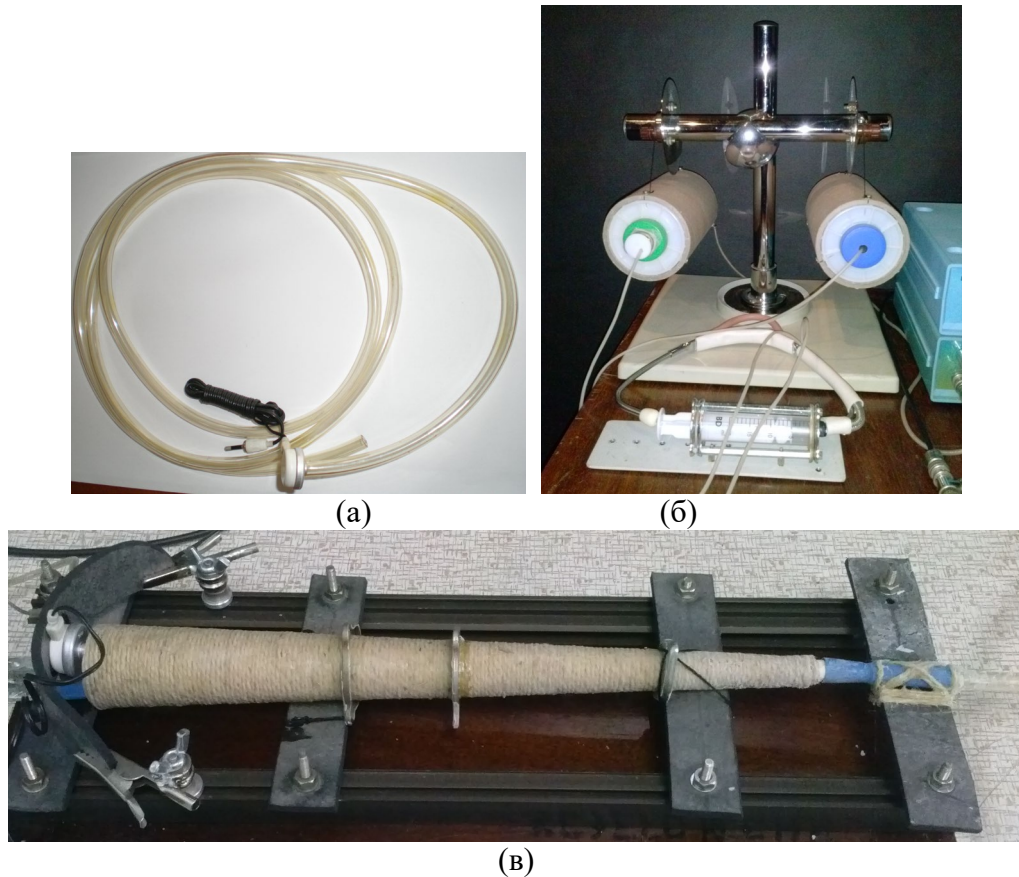


Рис. 7.16 Експериментальні зразки акустичної частини вушного ехо-спектрометра:  
 (а) – телефон ТМ-2А зі звукопровідною трубкою для створення просторової бази вушного ехо-спектрометра; (б) - акустична частина з окремими телефоном та мікрофоном;  
 (в) – акустична частина з узгоджувачим рупором (варіант суміщеного електроакустичного перетворювача)

Таблиця 7.2

Основні параметри телефону ТМ-2А

Номінальний діапазон робочих частот, Гц	від 300 до 3000
Віддача середня, Па	4.5
Модуль електричного опору, Ом	450
Маса телефону, г	20
Габаритні розміри, мм	$\varnothing 22 \times 11.7$

#### 7.4.2 Розрахунок параметрів звукопровідної трубки

Запропонована схема відрізняється від схеми калібрування чутливості п'єзоелектричних перетворювачів на основі принципу самовзаємності тим,

що плоска акустична хвиля створюється не в вільному просторі, а в трубці з діаметром, що задовольняє умові:

$$\frac{\lambda}{d} > 1.7, \quad (7.26)$$

де  $\lambda$  - довжина хвилі,  $d$  - діаметр трубки.

Співвідношення (7.26) отримано з умови однорідності хвилі в трубці.

Взявши діаметр трубки, рівним діаметру зовнішнього слухового проходу  $d=6$  мм, отримаємо  $\lambda > 1.02$  см або  $f < \frac{v}{\lambda} = 3.33 \cdot 10^4$  Гц ( $v = 340$  м/с - швидкість звуку у повітрі), тобто у всьому слуховому діапазоні.

Рупор застосовується для узгодження перерізу телефону з діаметром  $D=22$  мм (табл.7.2) з перерізом трубки. Таким чином, діаметри рупору визначаються діаметрами перетворювача і вимірювальної трубки:  $D=22$  мм,  $d=6$  мм.

Щоб згасання хвилі в трубці не позначалося на амплітуді ехо-сигналу, довжина ослаблення звукової хвилі у  $e$  раз  $x_0$  повинна бути набагато більше подвоєної довжини трубки  $L$ . Згасання в трубці визначається в'язким механізмом і воно значно більше, ніж у вільному просторі. Знайдемо величину  $x_0$ .

Рівняння руху для звукопроводу має вигляд:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = z_{\text{пит}} \dot{\xi} = r_{\text{пит}} \dot{\xi} + j\omega \rho_{\text{еф}} \dot{\xi}, \quad (7.27)$$

де  $\xi$  - усереднена за перерізом каналу швидкість коливань повітря.

Замінивши  $j\omega$  на  $d/dt$ , маємо:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = r_{\text{пит}} \dot{\xi} + \rho_{\text{еф}} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial t}. \quad (7.28)$$

Запишемо рівняння безперервності:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = -E \cdot \text{div} \dot{\xi}. \quad (7.29)$$



Вважаючи для плоскої хвилі  $S=\text{const}$ , рівняння безперервності можемо записати як:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = E \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial x}. \quad (7.30)$$

Диференціюючи (2.29) по  $t$  і (7.30) по  $x$ , та прирівнявши праві частини отриманих співвідношень, маємо:

$$\rho_{\text{еф}} \frac{\partial^2 \dot{\xi}}{\partial t^2} + r_{\text{пит}} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial t} = E \frac{\partial^2 \dot{\xi}}{\partial x^2},$$

або після ділення всіх членів на  $\rho_{\text{еф}}$ :

$$\frac{\partial^2 \dot{\xi}}{\partial t^2} + \frac{r_{\text{пит}}}{\rho_{\text{еф}}} \frac{\partial \dot{\xi}}{\partial t} = c_0'^2 \frac{\partial^2 \dot{\xi}}{\partial x^2}, \quad (7.31)$$

де

$$c_0' = \sqrt{\frac{E}{\rho_{\text{еф}}}} = \sqrt{\frac{E}{\rho_0} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_{\text{еф}}}} = c_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_{\text{еф}}}}. \quad (7.32)$$

Отриманий результат є рівнянням поширення хвилі в звукопроводі. Вважаючи для синусоїдального звуку:

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega \quad \text{та} \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = (j\omega)^2,$$

маємо:

$$\frac{\partial^2 \dot{\xi}}{\partial x^2} - \dot{\gamma}^2 \dot{\xi} = 0. \quad (7.33)$$

Тут:

$$\dot{\gamma} = \frac{\omega}{c_0'} \cdot \sqrt{1 - j \frac{r_{\text{уд}}}{\omega \rho_{\text{еф}}}}. \quad (7.34)$$

Обмежуючись хвилею прямого напрямку, можна записати розв'язок рівняння (7.33) в наступному вигляді:

$$\xi = A e^{-\dot{\gamma} x} = A e^{-hx} e^{-jkx}, \quad (7.35)$$

де  $h$  і  $k$  - дійсна і уявна частина постійної розповсюдження  $\dot{\gamma}$ , що називаються відповідно коефіцієнтом ослаблення і хвильовим числом.

Співвідношення (7.35) представляє собою згасаючу звукову хвилю, ослаблення якої по осі  $x$  визначається членом  $e^{-hx}$ . Ступінь затухання будемо оцінювати відстанню  $x_0$ , що виражено через довжину звукової хвилі  $\lambda$ , в межах якої амплітуда хвилі послаблюється у  $e$  раз, тобто  $hx_0=1$  або  $x_0=1/h$ .

Наступні висновки відносяться до щілини. Однак їх результати, з невеликими змінами, придатні і для циліндричного каналу.

Знайдемо значення  $h$  та  $k$  і оцінимо ефективність затухання в щілини. Для спрощення викладок розглянемо дві області значень -  $\gamma_y d \leq 1$  та  $\gamma_y d \geq 10$ , де  $\gamma_y$  у відповідності з формулами:

$$\dot{\gamma}_y = h_y(1-j), \quad \text{і} \quad \gamma_y = \left| \dot{\gamma}_y \right| = \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{\mu}},$$

є модуль постійної розповсюдження хвилі в'язкості за перерізом каналу (тобто в напрямку  $y$ ).

Якщо  $\gamma_y d = \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{\mu}} \cdot d \leq 1$ , активний опір  $r_{\text{пит}}$  виражається формулою:

$$r_{y0} = \frac{12\mu}{d^2}, \quad (7.36)$$

і істотно перевищує  $\omega \rho_{\text{пит}}$ , тому:

$$\frac{r_{\text{пит}}}{\omega \rho_{\text{еф}}} \gg 1, \quad \text{і} \quad \dot{\gamma} = j \cdot \frac{\omega}{c'_0} \cdot \sqrt{\frac{(-j)r_{\text{пит}}}{\omega \rho_{\text{еф}}}}.$$

Підставивши сюди (7.36), а також приймаючи до уваги, що:

$$c'_0 = c_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_{\text{еф}}}}, \quad \text{та} \quad j\sqrt{-j} = j(1-j)/\sqrt{2},$$

отримуємо:

$$\dot{\gamma} = \frac{\sqrt{6}}{\gamma_y d} \cdot \frac{\omega}{c_0} \cdot (1+j), \quad \text{або} \quad h = k = \frac{\sqrt{6}}{\gamma_y d} \cdot \frac{\omega}{c_0}. \quad (7.37)$$

Звідси:

$$x_0 = \frac{\gamma_y d}{2 \cdot \sqrt{6\pi}} \cdot \lambda.$$

Як видно,  $x_0 \ll \lambda$ , тобто, ослаблення амплітуди хвилі у  $e$  раз відбувається на відстані, набагато меншій довжини хвилі.

При  $\gamma_y d \geq 10$  опір  $r_{\text{пит}}$  виражається формулою:

$$r_{\text{пит}} = \frac{\sqrt{2\omega\rho_0\mu}}{d}, \quad (7.38)$$

так що  $r_{\text{пит}} \ll \omega\rho_{\text{еф}}$ ,  $\rho_{\text{еф}} = \rho_0$ ,  $c'_0 = c_0$ . Маємо що:

$$\dot{\gamma} = \frac{r_{y0}}{2\rho_0 c_0} + j \cdot \frac{\omega}{c_0}; \quad h = \frac{r_{y0}}{2\rho_0 c_0}; \quad k = \frac{\omega}{c_0}. \quad (7.39)$$

Звідси:

$$h = \frac{1}{2\rho_0 c_0} \cdot \frac{\sqrt{2\omega\rho_0\mu}}{d} = \frac{\omega}{c_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}\gamma_y d}. \quad (7.40)$$

Маємо:

$$x_0 = \frac{1}{h} = \frac{\gamma_y d \lambda}{\pi \sqrt{2}}. \quad (7.41)$$

Відповідно, при  $\gamma_y d \geq 10$  ослаблення в  $e$  раз відбувається на відстані, яка в кілька разів перевищує довжину звукової хвилі  $\lambda$ .

Для циліндричного каналу:

$$x_0 = \frac{1}{h} = \frac{2\omega\rho_{\text{еф}}}{r_{\text{пит}}} \cdot \frac{c_0}{\omega}, \quad (7.42)$$

де  $h$  - дійсна частина постійної розповсюдження, за умови  $\gamma_y a \geq 10$ ,  $\rho_{\text{еф}} = \rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$  - питома густина повітря;  $r_{\text{пит}} = \sqrt{2\omega\rho_0\mu/a}$  - активний питомий опір, пов'язаний з в'язкістю;  $\mu = 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ кг/с} \cdot \text{м}$  - коефіцієнт в'язкості повітря;  $a = d/2$  - радіус трубки.

В даному випадку:

$$\gamma_y a = \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{\mu}} \cdot a = \sqrt{\frac{2\pi \cdot 8 \cdot 10^2 \cdot 1.29}{1.6 \cdot 10^{-5}}} \cdot 3.25 \cdot 10^{-3} = 60 > 10, \text{ так що:}$$

$$x_0 = \left( \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{\mu}} \cdot a \right) \cdot \frac{\lambda}{2\pi},$$

тобто  $x_0 = \sqrt{2} \cdot 60.39 \cdot 6.76 \cdot 10^{-2} = 5.77 \text{ м}$ . Відповідно,  $2L \ll x_0 = 5.77 \text{ м}$ . Для верхньої частоти досліджуваного діапазону  $f = 6 \text{ кГц}$ :

$$x_0 = \frac{5.77}{\sqrt{\frac{6}{0.8}}} = 2.11 \text{ м}.$$

#### 7.4.3 Розрахунок тривалості імпульсів і частоти їх повторення

Щоб можна було спостерігати залежність коефіцієнта відбиття від частоти, що потрібно для вушного ехо-спектрометра, тривалість імпульсу повинна задовольняти умові:

$$\tau_i \geq \frac{6}{f}, \quad (7.43)$$

яке на нижній і верхній частотах має вигляд:

$$\tau_i \geq \frac{6}{8 \cdot 10^2} = 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}; \quad \tau_i \geq \frac{6}{6 \cdot 10^3} = 10^{-3} \text{ с}.$$

Щоб спостерігати відбитий ехо-імпульс, довжина вимірювальної трубки повинна задовольняти умові:

$$\tau_i < \tau_3 = \frac{2L}{v}. \quad (7.44)$$

Таким чином, на нижній частоті вушного ехо-спектрометра:

$$\frac{1}{2} \cdot \tau_i v \leq L \leq 5.77, \text{ або: } \frac{7.5 \cdot 10^{-3} \cdot 3.4 \cdot 10^2}{2} \leq L \ll 5.77, \text{ або } 1.28 \leq L \ll 5.77 -$$

виконується при  $L = 1.7 \text{ м}$ .

На верхній частоті:

$$0.5 \cdot 10^{-3} \cdot 3.4 \cdot 10^2 \leq L \ll 2.11 \text{ або } 1.7 \cdot 10^{-1} \leq L \ll 2.11 \text{ м} -$$

теж умова виконується при  $L = 1.7 \text{ м}$ .

Тобто довжина  $L$  залишається постійною для кожної частоти робочого діапазону вушного ехо-спектрометра. При цьому згасання буде дорівнювати  $\exp(-2L/x_0)$ , тобто на нижній частоті робочого діапазону  $\exp(-2 \cdot 1.7/5.77)=0.55$ , а на верхній -  $\exp(-2 \cdot 1.7/2.11)=0.2$ .

Частота повторення зондуючих імпульсів  $f_n$  визначається з умови:

$$T = \frac{1}{f_n} > t_3, \text{ або: } f_n \leq \frac{1}{t_3}, \quad (7.45)$$

$$\text{або } f_n \leq \frac{1}{7,5 \cdot 10^{-3}} = 134 \text{ Гц; приймаємо: } f_n = 50 \text{ Гц.}$$

#### 7.2.4 Розрахунок узгоджувального рупору

Рупором називають трубу, переріз якої зростає з відстанню (рис.7.17). Призначенням рупора є збільшення ефективності випромінювання джерел звуку, що мають невелику площу, шляхом збільшення акустичного опору навантаження.

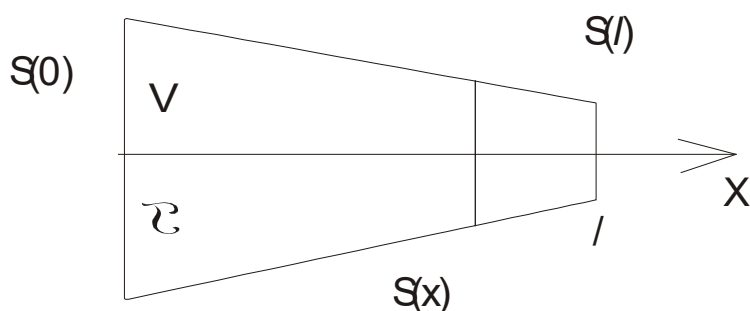


Рис. 7.17 Оборнений конічний рупор

Якщо таке джерело помістити в вузьку частину (горловину) рупора, то його акустичне навантаження, як у випадку плоскої хвилі в трубі, досягне найбільшої для даного розміру випромінювача величини -  $\rho_0 c_0 S_0$ , де  $S_0$  - площа вхідного отвору рупора (рис.7.17). Реалізувати такий навантажувальний опір можна лише при відсутності відбиття від кінця рупора, тобто теоретично- в нескінченно довгому рупорі. Практично, для цього достатньо забезпечити безперешкодний перехід звукової хвилі з рупора в навколишній простір, підібравши розмір кінцевого отвору рупора

так, щоб опір його випромінювання в зовнішнє середовище став близьким до такого для плоскої хвилі.

У горловині рупора звук зазвичай поширюється у вигляді плоскої хвилі. Оскільки рупор розширюється плавно, звукова хвиля розходить рівномірно по всій площі перерізу і не відчуває відбиття від стінок рупора. В теорії рупорів зазвичай обмежуються наближеним трактуванням, припускаючи, що фронт хвилі в рупорі залишається при всіх значеннях  $x$  (рис.7.17) плоским і площа його вимірюється в точній відповідності з законом зміни перерізу рупора. Таке спрощення дозволяє звести тривимірну задачу до одновимірної, скориставшись припущенням, що площа хвильового фронту  $S$ , що має сенс поточної площі перерізу рупора (рис.7.17), є одновимірною функцією координати  $x$ .

Щоб була відсутня дисперсія акустичних коливань в рупорі, необхідно, щоб виконувалася умова:

$$(\delta c/\omega)^2 \ll 1 \text{ або } \delta c/\omega = 0.3, \quad (7.46)$$

де  $\omega$  - частота,  $c$  - швидкість звука у вільному просторі,  $\delta$  - коефіцієнт розширення рупора.

Тоді отримаємо,

$$l = 3 \cdot \frac{c}{\omega} \cdot \ln \frac{D}{d}.$$

Для нижньої частоти досліджуваного діапазону  $f=800$  Гц:

$$l=30 \text{ см.}$$

### **7.2.5 Розрахунок коефіцієнта подвійного перетворення телефону**

Щоб визначити амплітуду збуджуючого звукового імпульсу напруги і ехо-сигналу, необхідно врахувати параметри звукового перетворювача. Тут в якості такого використовується слуховий телефон ТМ-2А, опір якого постійному струму  $R=450$  Ом (табл.7.2) значно більше реактивного, забезпечуючи **широкосмуговість** перетворювача. Чутливість по напрузі такого телефону  $S'=8$  Па/В. Виразимо її в одиницях Па/А:

$$S=S' \cdot R=8 \cdot 450=3.6 \cdot 10^3 \text{ Па/А.} \quad (7.47)$$

Коефіцієнт взаємності перетворювача для плоскої хвилі:

$$H=2 \cdot A/z_2, \quad (7.48)$$

де  $A=\pi D^2/4=\pi \cdot (22 \cdot 10^{-3})^2/4=3.8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$  - площа перетворювача;

$z_2=\rho v=4.39 \cdot 10^2 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$  – акустичний опір повітря.

Відповідно,

$$H=1.7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{Па.}$$

Чутливість перетворювача в режимі прийому згідно теореми взаємності:

$$M=S \cdot H. \quad (7.49)$$

Тоді коефіцієнт подвійного перетворення дорівнює

$$K=S' \cdot M=S' \cdot S \cdot H. \quad (7.50)$$

**АБО ЧИСЕЛЬНО ДЛЯ ВИБРАНОВОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА:**

$$K=3.6 \cdot 10^3 \cdot 8 \cdot 1.7 \cdot 10^{-6}=49 \text{ мВ/В.}$$

## ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 7

1. Лисовский В. А. Слуховые приборы и аппараты / В. А. Лисовский, В. А. Елисеев. - М.: Радио и связь, 1991. – 192с.
2. Найда С. А. Актуальные направления исследований в области технической акустики / С. А. Найда, В. С. Дидковский. // Электроника и связь. -1998. -№4. -Ч.3. -С.608-612.
3. Найда С. А. Новые широкополосные электроакустические приборы для медицины / С. А. Найда, В. С. Дидковский. // Электроника и связь.-2010.-№ 2.-С.211-216.
4. Вахитов Я. Ш. Теоретические основы элетроакустики и электроакустическая аппаратура / Вахитов Я. Ш. - М.: Искусство, 1982. -415с.
5. Соколов Ю. К. Американська аудіологія – добрий приклад для України / Ю. К. Соколов, О. В. Соколова. // Аудіологічний вісник. – 1997. –Т.18, № 2.
6. Найда С. А. Модель зв'язаних контурів у теорії нових широкосмугових електроакустичних приладів для медицини, і в теорії слуху / С. А. Найда // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.-2004.-№ 1.-С.94-99.
7. Найда С. А. Эхоскопия уха-новое направление исследования и диагностики слуха / С. А. Найда, В. С. Дидковский, Н. В. Чернецкая // Электроника и связь. -1997. -№2. -С.261-265.
8. Найда С. А. Деякі акустичні характеристики слухових кісточок з матеріалів різного походження / С. А. Найда, А. Є. Педаченко, Ю. О. Сушко, О. М. Борисенко, М. А. Мелешко // Трансплантологія. -2000. -№1. -Т.1. –С.224-226.
9. Найда С. А. Математическая модель среднего уха человека / С. А. Найда // Электроника и связь. -2002. -№15. -С.49-50.



10. Найда С. А. Формула середнього вуха людини в нормі. Відбивання звуку від барабанної перетинки / С. А. Найда // Акустичний вісник.-2002.-№ 3. -С.46-51.
11. Найда С. А. Об акустических резонансах речевого и слухового трактов и их корреляции / С. А. Найда // Электроника и связь. – 2002. -№ 16. –С.56-58.
12. Найда С. А. О генетической связи между формантами звука “а” и “у” и резонансной частотой среднего уха в норме / С. А. Найда // Электроника и связь. –2002. -№ 17.-С.7-11.
13. Найда С. А. Частотные характеристики коэффициента усиления звукового давления слуховыми косточками и акустического рефлекса / С. А. Найда // Электроника и связь.-2003.-№ 19.-С.11-16.
14. Найда С. А. О возможности одноканальной динамической пассивной акустотермометрии головного мозга и улитки внутреннего уха новорожденных с помощью фокусированного ультразвука / С. А. Найда // Электроника и связь.-2003.-№ 18.-С.9-10.
15. Найда С. А. Про співвідношення між параметрами стандартної (226 Гц) тимпанограми вуха і площею барабанної перетинки / С. А. Найда // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.-2003.-№ 6.-С.121-125.
16. Найда С. А. О функциональной диагностике слухового аппарата / С. А. Найда // Электроника и связь.-2003.-№ 20.-С.22-25.
17. Найда С. А. Определение биоакустических параметров тимпано-оссикулярного аллотрансплантата при его отборе и приготовлении для создания банка тканей / С. А. Найда, О. Н. Борисенко. // Электроника и связь. -2004.-№22.-С.33-35.

18. Найда С. А. Формула середнього вуха у плануванні хірургічного втручання / С. А. Найда // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.-2004.-№ 3.- С.90-97.
19. Найда С. А. Объективная аудиометрия на основе формулы среднего уха – новый метод исследования и дифференциальной диагностики слуха / С. А. Найда // Электроника и связь.-2004.- №23.- С.66-70.
20. Найда С. А. Про механізм виникнення і функції акустичного рефлексу внутрішньовушних м'язів / С. А. Найда // Наукові вісті НТУУ “КПІ”. -2004.-№ 6.-С.95-100.
21. Найда С. А. Отоакустическая эмиссия – импульсная функция уха, ключ к оптимальному кодированию звука в улитковом имплантате / С. А. Найда // Доклады Академии наук Украины. - 2005. -№5. –С.172-178.
22. Найда С. А. О соответствии объективных и субъективных характеристик слуха у индивидуума / С. А. Найда // Электроника и связь. -2005.-№ 27.-С.65-70.
23. Найда С. А. Закон сохранения генетического кода слухового анализатора и математическая статистика в диагностике слуха / С. А. Найда // Электроника и связь.-2010.-№ 3.-С.143-147.
24. Пат. 63226 А UA, МПК 7 А61В5/12. Спосіб експрес-контролю норми акусто-механічної системи вуха та комп'ютерний вушний ехо-спектрометр для його реалізації / Найда С. А.; заявник НТУУ “КПІ”. - №2003032015 ; заявл. 06.03.2003; опубл. 15.01.2004, Бюл. №1.
25. Найда С. А. Открытие формулы среднего уха - решение проблемы объективной диагностики слуха новорожденных / С. А. Найда // Матеріали III міжнародної наукової медичної конференції

- “Сучасні тенденції застосування передових медичних технологій у клініці та в лікувальній практиці”. - Київ, 2003. - С.40-44.
26. Найда С. А. Открытие формулы среднего уха – переход к объективной аудиометрии слуха / С. А. Найда // Сборник докладов международной научно-практической конференции “Информационные технологии и кибернетика на службе здравоохранения”. – Днепропетровск, 2003. – С.66-72.
27. Найда С. А. Открытие формулы среднего уха человека в норме – фактора нормы– прорыв в исследовании и диагностике слуха / С. А. Найда // Збірник праць акустичного симпозіума “КОНСОНАНС-2003”. – Київ, 2003. – С.145-150.
28. Найда С. А. Модель связанных контуров в теории акустотермометра, ультразвукового терапевтического излучателя, многоэлементного преобразователя для ультразвукового эхоскопа, ушного эхоскопа – новых широкополосных электроакустических приборов для медицины, и в теории слуха / С. А. Найда // Тезисы докладов международной конференции “Dynamical system modeling and stability investigation”. -Киев, 2003. -С.341.
29. Найда С. А. Функциональная диагностика внутреннего уха человека по вызванной отоакустической эмиссии / С. А. Найда // Збірник тез VI Міжнародної науково практичної конференції “Людина і космос”. – Дніпропетровськ, 2004. –С.20.
30. Найда С. А. Акустические волны в улитке внутреннего уха / С. А. Найда // Збірник тез VII Міжнародної науково практичної конференції “Людина і космос”. – Дніпропетровськ, 2005. –С.21.
31. Найда С. А. От модели связанных контуров – к открытию закона функционирования слухового анализатора / С. А. Найда // Тезисы докладов международной конференции “Dynamical system modeling and stability investigation”. - Киев, 2005. - С.206.

32. Найда С. А. Спектральный анализ звуков акустическим слуховым анализатором / С. А. Найда // Збірник праць акустичного симпозиума "КОНСОНАНС-2005". – Київ, 2005. – С.237-242.
33. Найда С. А. Анамнез наследственного снижения слуха у детей / Найда С.А. // Збірник праць акустичного симпозиума "КОНСОНАНС-2009". – Київ, 2009. – С.255-260.
34. Найда С. А. Акустические проблемы использования кохлеарного имплантата / С. А. Найда, А. С. Химченко // Сборник научных трудов международной научно-практической конференции "Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании" 2009". Одесса, 2009. С.69-72.
35. Гельфанд А. С. Слух: введение в психологическую и физиологическую акустику / Гельфанд А. С.: Пер. с англ./ Под ред. О. К. Федоровой. – М.: Медицина, 1984. – 350 с.
36. Фланаган Дж. Л. Анализ, синтез и восприятие речи / Фланаган Дж.Л.: пер. с англ./ Под ред. А.А. Пирогова. – М.: Связь, 1968. – 394 с.
37. Takuji Koike. Modeling of the human middle ear using the finite-element method / Takuji Koike, Hiroshi Wada, Toshimitsu Kobayashi // JASA. -2002. - V.111, №3. - P.1306-1317.
38. Акустика: Справ./ Под ред. М. А.Сапожкова. - М.: Радио и связь, 1989. - 336с.
39. Хечишвили С. Н. Вопросы аудиологии . Хечишвили С. Н. – Тбилиси, 1978.- 191с.
40. Kemp O. T. Stimulated acoustic emissions from within the human auditory system / O. T. Kemp // Journal of the Acoustical Society of America. – 1978. – Vol.64, №5.-P.1386-1391.
41. Umberto Cotrona. Understanding impedance measurement. Denmark / Umberto Cotrona.- Oticon, 1989.

- 42.Фант Г. Акустическая теория речеобразования / Фант Г. –М.: Наука, 1964. –284 с.
- 43.Egolf D. P. Quantifying ear-canal geometry with multiple computer-assisted tomographic scans / D. P. Egolf, D. K. Nelson, H. C. Howell, V. P. Jarson// JASA.-1993. - V.93. - P.2809-2819.
- 44.Gyo K. Measurement of ossicular vibration ratio in human temporal bones by use of a video measuring system / K. Gyo, H. Aritomo, R. L. Goode // Acta Otolaryngol.-1987. -V.103. - P.87-95.
- 45.Основы аудиологии и слухопротезирования / [Базаров В.Г., Лисовский В.А., Мороз Б.С., Токарев О.П.]. – М.: Медицина, 1984. – 256 с.
- 46.Keefe D. H. Introduction to the use of acoustic reflectance and admittance to assess middle-ear status in neonates / D. H. Keefe // Proc. International Conf. - Villa Erba (Como), Italy. - 2002.
- 47.Using middle-ear measurements to interpret cochlear, sensorineural, and behavioral responses in a study of neonatal hearing impairment / D. H. Keefe, M. P. Gorga, S. T. Neely [and etc.] // Proc. International Conf. - Villa Erba (Como), Italy.- 2002.
- 48.Shahnaz N. Multifrequency, multicomponent tympanometry in 3-weeks old infants / N. Shahnaz // Proc. International Conf. - Villa Erba (Como), Italy. - 2002.
- 49.High frequency (100 Hz) tympanometric findings in neonates: a normative study / J. Kei, J. Allison-Levick, J. Dockray [and etc.] // Proc. International Conf. - Villa Erba (Como), Italy. - 2002.
- 50.Ear-canal acoustic admittance and reflectance effects in human neonates. I. Predictions of otoacoustic emission and auditory brainstem responses / D. H. Keefe, Fei Zhao, S. T. Neely [and etc.] // JASA.- 2003. - V.113, №1. - P.389-406.

51. Ear-canal acoustic admittance and reflectance effects in human neonates. II. Predictions of middle-ear disfunction and sensorineural hearing loss / D. H. Keefe, Fei Zhao, S. T. Neely [and etc.] // JASA.- 2003. - V.113, №1. - P.407-422.
52. Rosen S. Hearing loss and coronary hearing disease / S. Rosen, P. Olin // Arch.Otolaryngol.-1965. - V.82, №1. - P.923-926.
53. Меланьин В. Д. Формирование полости среднего уха при первичной тимпанопластике / В. Д. Меланьин, О. Г. Хоров // Вестник отоларингологии.-1999.-№ 2.-С.46-47.
54. Розенблюм А. С. Сенсорное восприятие. Опыт исследования с помощью фокусированного ультразвука / Розенблюм А. С. –Л.: Наука, 1985. – 86 с.
55. Jaroszewski A. Resting hearing thresholds in children aged 7-10 years/ A. Jaroszewski, P. Rogowski, A. Rakowski // Archives of acoustics. – 2001. –V.26, №3. - P.175-182.
56. Розенблюм А. С. Новые методы диагностики нарушений слуха / А. С. Розенблюм, Е. М. Цирюльников–Л.: Ленинградский восстановительный центр ВОГ, 1986.-50 с.
57. Magazine IEEE Engineering in Medicine and biologi. –1996. –V.15, №1. - P.125.
58. Engineering in Medicine and Biology Society// Proc. of the 23rd Annual International Conference of the IEEE. -2001.–V.4. - P.1-53.
59. Володин И. Н. Выявление патологии органа слуха в системе медицинского обеспечения детей раннего возраста / И. Н. Володин Г. А. Таварткиладзе, Ю. В. Козунь // Российский вестник перинатологии и педиатрии. –2000. -№ 5.-С.20-24.
60. Королева И. В. Опыт организации системы раннего выявления и абилитации детей с нарушениями слуха в Санкт-

- Петербурге ./ И. В. Королева, А. А. Ланцова, Г. А. Подосинникова // Вестник оториноларингологии. –2000. -№ 3.-С.23-27.
- 61.Бабкина Л. И. Особенности отображения частотной структуры сигналов в периферическом отделе слухового анализатора в норме и патологии / Л. И. Бабкина, А. П. Молчанов // Вестник оториноларингологии. –2000. -№ 3.-С.28-30.
- 62.Пальчун В. Т. Отоакустическая эмиссия: исследование нормы / В. Т. Пальчун, Ю. В. Левина, О. А. Мельников // Вестник оториноларингологии. –1999. -№ 1.-С.5-9.
- 63.Srwoch G. Computer modeling of acoustical elements of hearing aid / G. Srwoch, B. Kostek, A. Cryzewski // Archives of acoustics. –2001. – V.26, №3. – P.203-213.
- 64.Бернар Арс. Тимпанопластика с применением тимпано-оссикулярного аллотрансплантата / Бернар Арс [перевод О.Н. Борисенко] // Журнал вушних, носових і горлових хвороб. – 2003. -№ 1. –С.61-68.
- 65.Бернар Арс. Механизм выравнивания перепадов давления в среднем ухе / Бернар Арс [перевод О.Н. Борисенко] // Журнал вушних, носових і горлових хвороб. – 2003. -№ 4. –С.67-72.
- 66.Базаров В. Г. Субъективный ушной шум: влияние акустической и электрической стимуляции / В. Г. Базаров, Л. А. Карамзина, Т. П. Лоза // Журнал вушних, носових і горлових хвороб. – 1998. -№ 4. – С.42-49.
- 67.Голубовский О. А. Субъективный ушной шум и гиперacusia. Лечение флюктуирующими токами / О. А. Голубовский // Вестник оториноларингологии. –2000. -№5.- С.43-46.
- 68.Заріцький Л. А. Хвороби вуха, носа і горла / Заріцький Л. А.– Держмедвидав УРСР.- Київ, 1961. – 422 с.

69. Толстов Ю. П. О клиническом значении состояния трепанационной полости у больных, перенесших радикальную операцию на среднем ухе / Ю. П. Толстов, И. А. Аникин. // Вестник оториноларингологии. –1999. -№1.- С.44-46.
70. Березнюк В.В. Показатели тимпанометрии в экспериментах на трупных височных костях человека / В. В. Березнюк // Журнал вушних, носових і горлових хвороб. – 1994. -№ 3. –С.54-57.
71. Попов Ю. В. Временные параметры передачи звука в модели улитки органа слуха / Ю. В. Попов // ДАН УССР.-1984.-№ 9.-С.67-69.
72. Попов Ю. В. Гідромеханічне та електричне моделювання завитки органа слуху / Ю. В. Попов // Допов.НАН України.-2001.-№ 5.- С.176-180.
73. Аудиометрия по вызванной отоакустической эмиссии и перспективы ее использования в диагностике заболеваний преддверно-улиткового органа / Ю. К. Соколов, В. Г. Базаров, Б. Я. Лимар [и др.] // Журнал вушних, носових і горлових хвороб. – 1990. -№ 2. –С.38-45.
74. Puria S. Measurements of human middle ear forward and reverse acoustics: Impications for otoacoustic emissions / S. Puria // JASA.- 2003. - V.113, №5.-P.2773-2789.
75. Purcell D. W. Estimating bone conduction transfer function using otoacoustic emission / D. W. Purcell, H. Kunov, W. Cleghom // JASA.- 2003- V.114, №2.-P.907-918.
76. Viergever M. A. Basilar membrane motion in a spiral-shaped cochlea / M. A. Viergever // JASA.-1978. - V.64, №4.-P.1048-1053.
77. Стефанова Н. А. Аппроксимация основных характеристик слухового анализатора / Н. А. Стефанова // Акустический журнал. –2003-Т.49, -№ 2.-С.245-249.



78. Zwislocki F. Some measurements of the impedance of the eardrum / F. Zwislocki // JASA. – 1957. – V.29. – P.349–356.
79. Борисенко О. Н. Влияние изменения объёма полостей среднего уха на передачу звука / О. Н. Борисенко, Ю. А. Сушко, И. А. Сребняк, Г. С. Сербин // Проблема реабилитации в отоларингологии. III пленум правления Российского общества отоларингологов. – Самара, 2003.
80. Маркова Т. Г. Успехи генетического тестирования и вопросы профилактики наследственных нарушений слуха / Т. Г. Маркова, А. В. Поляков // Вестник оториноларингологии. – 2007. – №4. – С.7-10.

## **РОЗДІЛ 8**

### **НОВІ ТИПИ ЕЛЕКТРОАКУСТИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ**

#### **8.1 Технологія виготовлення силіконового конденсаторного перетворювача**

На сьогоднішній день ультразвук широко застосовується в різних сферах життя: у медицині (акустотермометрія, терапія, хірургія і тд.), В геодослідженнях (вимірювання дальності, швидкості потоку), у будівництві (оцінка надійності що не руйнує методом, промислова чистка, пайка) і тд .

Поточне теоретичне розуміння вказує, однак, що багато плідних застосувань ультразвуку залишаються нездійсненими. Часто недолік адекватних випромінювачів перешкоджає теоретично цікавим ультразвуковим системам у здійсненні. Таким чином, ми знаходимося у знайомій точці в науковому процесі: практичні додатки мотивують технологічний прогрес; і технологічний прогрес, може служити, для подальшого поліпшення теорії.

Щоб використовувати практичний потенціал ультразвуку, хвилі повинні бути ефективно запущені на, або в, предмет, який представляє інтерес. Хвилі також повинні бути виявлені. Ультразвук зазвичай передається всередину об'єкта через узгоджувальний шар. Узгоджувальний шар може бути твердим, типу стрижнів кварцу, використовуваних у вимірах температури напівпровідникової пластини [6]; він може бути рідиною, як у багатьох медичних застосуваннях ультразвуку, або це може бути газ, як у повітряних з'єднаннях.

При використанні ультразвуку безпосередньо на тверде тіло, п'єзоелектричні перетворювачі - кращий вибір, тому що акустичний опір п'єзоелектричної кераміки має той самий порядок величини, як і твердої речовини. Однак, коли мета полягає в тому, щоб порушувати і виявити ультразвук в рідинах (як у більшості застосувань), п'єзоелектричні перетворювачі мають недоліки.

У повітрі генерування ультразвуку відбувається, тому що акустичний опір повітря набагато менше, ніж опір звичайно використовуваних п'єзоелектричних матеріалів. Велика неузгодженість опору передбачає, що п'єзоелектричні повітряні датчики по суті неефективні. Щоб покращувати ефективність (коефіцієнт корисної дії), зазвичай між п'єзоелектриком і повітрям розміщається узгоджувальний шар. Відповідне розміщення узгоджувального шару проблематично з наступних причин. Спочатку, неузгодженість повного опору настільки велика, що матеріали для узгодження шару з необхідним характеристичним імпедансом рідко доступні. Випромінювач високої частоти вимагає непрактично тонких узгоджувальних шарів. Намагаючись максимізувати передачу енергії від п'єзоелектричного елемента в повітря і навпаки прийшли до певного успіху. Однак, збільшуючи складність п'єзокерамічних елементів, збільшується їх вартість.

У разі ультразвуку у водному сполученні, неузгодженість опору - не така серйозна (приблизно  $30 \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>с для п'єзокераміки проти  $1 \times 10^6$  кг/м<sup>2</sup>с - для води), але, проте веде до обмежень системи. Узгодження шарів залишається необхідним і кераміка, і узгоджуючі шари повинні бути виготовлені в щільних механічних допусках. Таким чином, теоретично цікаві розробки, типу комплексних (двомірних) матриць, обмежені виробничими можливостями.

П'єзоелектричним перетворювачем зазвичай служать смугові елементи п'єзокераміки, які отримують шляхом порізки монолітного бруска з певною висотою і товщиною. При цьому бажано використовувати високотехнологічне різання.

Силіконові конденсаторні перетворювачі не вимагають порізки, що спрощує їх виготовлення.

Ємнісні ультразвукові перетворювачі виготовлені, використовуючи методи, вперше застосовані для виготовлення інтегральних схем (рис. 8.1.).



Рис.8.1 Основні етапи виготовлення ультразвукового перетворювача

Пластина силікону Р - типу, товщиною 10,28 см, очищається шляхом нанесення оксидної плівки товщиною 1 мкм. У процесі осадження наноситися шар нітриду LPCVD. Залишкова напруга нітриду може бути зміненою, замінюючи співвідношення силану до аміаку в процесі осадження. Використовувана залишкова напруга 80 Мпа.

Процесом електронної літографії наносять електроди. Потім наносять маску для подальшого витравлювання. Ще раз наносять нітрид. Цей шар являє собою мембрану осередки. Зверху наносять шар хрому. Далі відбувається не симетричне витравлювання і нанесення симетричних шарів оксиду і нітриду.

Нижня частина осередку металізується золотом, золотий провідник з'єднується з електричним колом, відбувається відведення потенціалів від електрода. Верхня стінка (мембрана) рухлива. При падінні на неї хвилі, вона викликає зміну прогину.

## 8.2. Схематичне рішення одного елемента матриці перетворювача

Ультразвуковий перетворювач складається з металевих силіконових мембран нітриду, призупинених густою рідиною силіконової маси як показано на (рис.8.2).

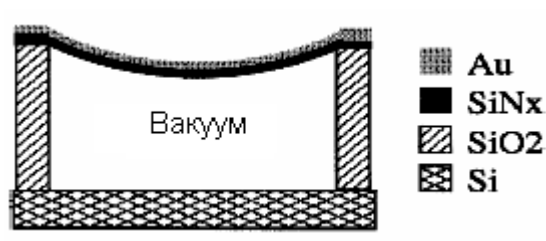


Рис.8.2 Елемент матриці перетворювача

Випромінювач складається з безлічі таких елементів, як показано в растровому електронному мікроскопі, (рис. 8.3.)

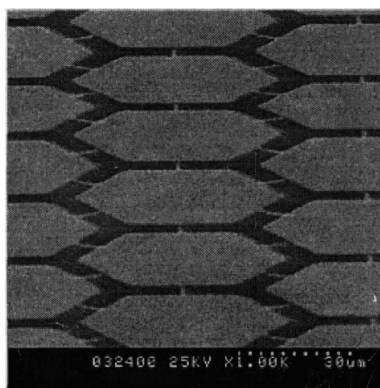


Рис.8.3 Набір елементів випромінювача

Коли напруга поміщена між металевою мембраною і масою, кулонівська сила притягує мембрану до маси, і напруга в межах мембрани протистоїть тяжінню.

Силікон і нітрид силікону мають чудові механічні властивості, і можуть бути легко отримані за допомогою механічної мікрообробки, використовуючи широкий набір процедур, винайдених напівпровідниковою промисловістю.

Варто відзначити деякі якісні спостереження щодо розробки ємнісних ультразвукових перетворювачів. При навантаженому перетворювачі енергія, пов'язана з рухом не навантаженого перетворювача мала, у порівнянні з енергією, пов'язаною з рухом поверхні навантаженого перетворювача середовищем (вода, повітря). Отже перетворювач повинен мати широку смугу частот. Тобто коли планується експлуатація в середовищах з малою щільністю руху, поверхня перетворювача повинна бути виконана з легкого матеріалу. Структура може бути зроблена резонансною, щоб далі розширити

передачу енергії в деякій певній смузі частот. Наша тонка резонансна мембрана задовольняє цим критеріям. Також важливим для коефіцієнта електромеханічного зв'язку перетворювача є той факт, що великі узгоджувальні сили можливі коли електричний потенціал прикладений до малого зазору. Таким чином, особливістю розробки силіконових ультразвукових датчиків є тонка металева мембрана, відокремлена від провідної задньої пластини малим проміжком. Малий проміжок також бажаний, щоб максимізувати чутливість виявлення. Крім того, щоб уникнути і електричного пробоя і механічних ефектів через не навантажену сторону, порожнина перетворювача від тильної сторони заповнена вакуумом. Важливо зрозуміти, що оптимізація розробки датчика не повинна бути обмежена єдиним рішенням; перетворювач може бути оптимізовано для емісії (випромінювання), і різний перетворювач може бути оптимізовано для прийому.

### **8.3 Теоретичні відомості про роботу ємнісного ультразвукового перетворювача**

В аналізі та в розробці ультразвукових перетворювачів, важливо розрізняти перетворювач як приймач і перетворювач як випромінювач. У цій частині, уявімо аналіз першого порядку випромінювання ємнісного ультразвукового перетворювача.

Кілька наближень спрощують аналіз і служать, для того, щоб висунути на перший план найбільш істотні аспекти поведінки перетворювача. Припускаємо, що сила відновлення мембрани - лінійна функція її зміщення. Нехтуємо усіма краями електричного поля і мембранним викривленням, при розгляді електричних сил на мембрані. Потім припускаємо, що перетворювач працює у вакуумі, який є еквівалентним до нехтування будь-якого навантаження мембрани. Таким чином, ми отримуємо електромеханічну

модель із зосередженими параметрами, що складається з лінійної пружини, маси, і плоскопаралельного конденсатора.

Маса приводиться в дію результуючим вектором конденсатора, і пружини, що впливає на конденсатор.

$$F_{\text{конденсатора}} + F_{\text{пружини}} = F_{\text{маси}}. \quad (8.1)$$

Сила, проявлена конденсатором, знаходиться диференціацією потенційної енергії конденсатора щодо положення маси:

$$F_{\text{конденсатора}} = -\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{2} C V^2 \right) = -\frac{1}{2} V^2 \left[ \frac{d}{dx} \left( \frac{eS}{d_0 - x} \right) \right] = \frac{eS V^2}{2(d_0 - x)}, \quad (8.2)$$

де  $V$  - напруга поперек конденсатора,  $C$  - ємність,  $e$  - діелектрична постійна,  $S$  - площа обкладок конденсатора,  $x$  - зміщення, і  $d_0$  - відстань між обкладинками конденсатора в спокої. Пружина проявляє силу, яка є лінійно пропорційною зміщенню

$$F_{\text{пружини}} = -kx, \quad (8.3)$$

де  $k$  - постійна розтягування. З рівності сил слід:

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} - \frac{eS [V(t)]^2}{2[d_0 - x(t)]^2} + kx(t) = 0. \quad (8.4)$$

Рівняння (8.4) - нелінійне диференціальне рівняння другого порядку, і рішення його не тривіальне. Для вилучення суттєво якісної поведінки системи, вважаємо  $V(t) = V_{dc}$ , рівність не передбачає ніяку залежність часу і веде:

$$\frac{eS V_{dc}^2}{2(d_0 - x^2)} = kx. \quad (8.5)$$

Рівняння (8.5) може бути перебудовано в третій многочлен ступеня  $x$ , чийм рішенням є дві області, що представляють інтерес. Для малого  $V_{dc}$ , рішення складається з трьох реальних коренів, з яких тільки один є фізичним рішенням (інші корені відповідають нефізичним рішенням  $x > d_0$ ). При збільшенні  $V_{dc}$ , є точка, при якій електростатична сила пригнічує силу

відновлення пружини і мембранні колапси. Ця точка перегину може бути знайдена, коли є подвійний реальний корінь такий, що  $x > d_0$  - точка колапсу зустрічається коли:

$$V_{\text{колапса}} = \sqrt{\frac{8kd_0^3}{27eS}}, \quad x_{\text{колапса}} = \frac{d_0}{3}, \quad (8.6)$$

Щоб запобігти шунтування конденсатора накоротко після колапсу, ми наносимо тонкий ізолюючий шар товщиною  $d_{\text{ізолююче}}$  на один з електродів (металізована мембрана нітриду, в реальному ультразвуковому перетворювачі). Ми вище знехтували впливом такого ізолюючого шару. Після того, як мембрана зруйнувалася:

$$V_{\text{тильна}} = \sqrt{\frac{2kd_{\text{ізолююче}}^2 (d_0 - d_{\text{ізолююче}})}{e_{\text{ізолююче}} S}}. \quad (8.7)$$

Ми вважаємо з такого аналізу, що мембранний колапс - можливий.

На додаток до мембранного колапсу, експериментально спостерігається пом'якшення електростатичної пружини. Таке пом'якшення є результатом припущення, оскільки обкладка конденсатора заміщає в напрямку + X, сила пом'якшення пружини згенерована в напрямку -X. Однак, зміщення в напрямку + X нижче постійної  $V_{dc}$  також викликає збільшення електростатичної сили в напрямку + X. Це збільшення електростатичної сили може інтерпретуватися як пом'якшення пружини. Більш математичне пояснення починається лінеаризацією рівняння (8.4) з розкладанням в ряд Тейлора відносно точки  $x(t) = 0$ :

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} - \left[ \frac{eSV_{dc}^2}{2d_0^2} + \frac{eSV_{dc}^2}{d_0^3} x(t) \right] + kx(t) = 0. \quad (8.8)$$

Приведення подібних призводить рівняння до знайомої форми:

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \left[ k - \frac{eSV_{dc}^2}{d_0^3} \right] x(t) = \frac{eSV_{dc}^2}{2d_0^2}. \quad (8.9)$$

Таким чином, ми очікуємо бачити зниження в резонансній частоті системи, оскільки  $V_{dc}$  збільшується. Такий зсув частоти спостерігається.



#### 8.4. Еквівалентна схема перетворювача-приймача

Еквівалентна схема перетворювача - приймача представлена на рис.8.4.

У режимі приймача зовнішнє джерело змінної напруги відсутнє,  $R$  є навантажувальним опором перетворювача, тому повинна виконуватися умова:

$$R > \frac{1}{\omega_n C_o}, \quad (8.10)$$

де  $\omega_n$  - нижня частота заданого діапазону.

Чутливість приймача:

$$\frac{U_{np}}{P} = \frac{\varepsilon}{R_n} \frac{1}{\omega C_0} = \frac{n}{z_n} \frac{1}{\omega C_0} = \frac{U_{DC}}{z_n \omega l_a} = \frac{U_{DC}}{l_a \omega z_n}, \frac{B}{Pa} \quad (8.11)$$

Слід мати на увазі, що тут  $P = Q P_{cg}$ , де  $P_{cg}$  - звуковий тиск у вільному полі (у відсутності приймача), а  $Q$  - коефіцієнт зміни тиску на поверхні приймача. На високих частотах ( $ka > 2$ )  $Q \approx 2$ , тому тиск падаючої хвилі при  $|z_m| \ll z_n$  сумується з майже рівним йому тиском відбитої хвилі.

Звернемо увагу на те, що вона обернено пропорційна частоті. В роботі [4] теоретичне значення зменшувалося від -217 дБ (відносно 1 В/мкПа) при 1МГц до -230 дБ (відносно 1 В/мкПа) при  $U_{DC} = 35B$ , а при  $U_{DC} = 20B$  на 5 дБ менше. Ці значення майже не відрізняються від порахованих по (8.11): 4,46 замість 5 і 1,78 замість 1,75, а за абсолютною величиною збігаються з підрахованими за формулою (8.11) при  $l_a = 1,67t_a = 0,25\text{мкм}$ .

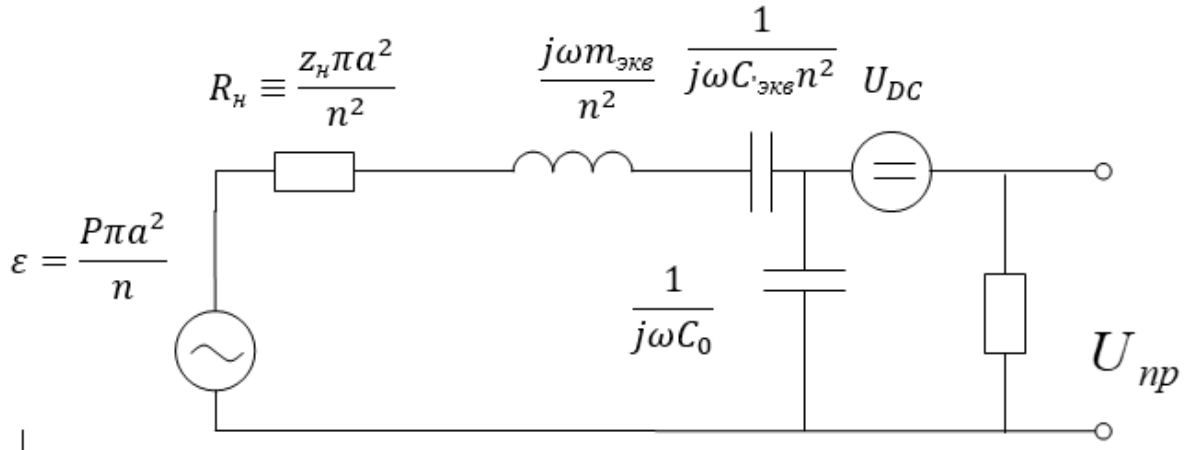


Рис.8.4 Еквівалентна схема перетворювача-приймача

У режимі ехо-сигналу (випромінювання-прийом з перемиканням з генератора  $U_{AC}(t)$  з малим опором  $R$  на приймач з великим опором) коефіцієнт трансформації  $\frac{U_{np}(t)}{U_{AC}(t)}$  дорівнює:

$$K \equiv \frac{P}{U_{AC}(t)} \frac{U_{np}}{P} = \frac{\varepsilon_0 U_{DC}}{l_a^2} \frac{U_{DC}}{l_a \omega Z_n} = \frac{\varepsilon_0 U_{DC}^2}{l_a^3 \omega z_n}, \quad (8.12)$$

Для нашого випадку  $K \equiv 2,45 \cdot 10^{-2}$

З рис.8.4 видно, що генератором шуму, є активна компонента паралельного контуру на вході підсилювача, яка дорівнює:

$$R(f) = \frac{R}{1 + (\omega RC)^2}, \quad (8.13)$$

де  $C = C_0 + C_{II}$ ,  $C_{II}$  - об'єднана паразитна ємність на вході підсилювача.

Електрорушійна сила власного шуму (при загальмованій пластині) може бути записана в наступному вигляді:

$$e_{ш}^2 = 4k_{\theta} T \int_{f_H}^{f_B} R(f) df = \frac{4k_{\theta} T (\arctg(\omega_{\theta} RC) - \arctg(\omega_H RC))}{2\pi C}, \quad (8.14)$$

де  $k_{\theta} = 1,37 \cdot 10^{-23}$  Дж/°K - постійна Больцмана,

$\omega_H, \omega_{\theta}$  -нижня та верхня частоти заданого періоду,

$T$  -абсолютна температура в °K

Електрорушійна сила розглянута як функція від  $R$  при постійному значенні  $C$ , має максимум при критичній величині опору  $R$ :

$$R_{кр} C \approx \frac{1}{\sqrt{\omega_n \omega_s}} \quad (8.15)$$

При цьому:

$$e_{ш}^{(макс)} \approx \sqrt{\frac{k_o T}{C}}, B, \quad (8.16)$$

Для того, щоб не потрапити в область максимуму власного шуму,  $R$  повинно вибиратися з умови  $RC > 1/f_n$ . При таких значеннях  $RC$  можна скористатися наближеним співвідношенням  $R(f) = \frac{1}{4\pi^2 R \cdot (f \cdot C)^2}$  в (8.14) перед інтегруванням і  $f_n \ll f_s$ .

Тоді

$$e_{ш} \approx \frac{1}{C} \sqrt{\frac{k_o T}{\pi^2 f_n R}} = \frac{2,1 \cdot 10^{-11}}{C \sqrt{f_n R}}, \quad (8.17)$$

### Приклад.

В [4]  $C_0=22,3$  пФ, розраховані  $C_{п}=37,9$  пФ,  $C=C_0+C_{п}=60,2$  пФ. У відповідності з (8.17)  $e_{ш}^{макс} = \frac{6,35 \cdot 10^{-11}}{\sqrt{60,2 \cdot 10^{-12}}} = 8,15 \cdot 10^{-6}$ ,

а критичне значення

$$R_{кр} = 1 / (2\pi \sqrt{f_n \cdot f_s}) C = 1 / (2\pi \sqrt{1 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot 59 \cdot 10^{-12}}) = 1,2 \cdot 10^3 \text{ Ом}$$

Максимум функції (3.6) знаходиться в межах від

$$RC = 1 / f = 2 \cdot 10^{-7} \text{ с, до } RC = 1 / f_n = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Для того щоб не потрапити в область мінімуму приймача,  $R$  потрібно вибирати з умови:

$$RC > 2 / f_n = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad (8.18)$$

Тоді

$$R > \frac{2 \cdot 10^{-6}}{60 \cdot 10^{-12}} \cong 33,4 \cdot 10^3 \text{ Ом}$$

При цьому

$$R_{кр} = 1 / (2e_u \approx \frac{1}{C} \sqrt{\frac{k_{\delta}}{\pi^2 \cdot f_n \cdot R}} = \frac{2,1 \cdot 10^{-11}}{C \sqrt{f_n \cdot R}} = \frac{2,1 \cdot 10^{-11}}{60 \cdot 10^{-12} \sqrt{10^6 \cdot 3,4 \cdot 10^3}} = 1,9 \cdot 10^{-6} B \quad (8.19)$$

зменшується зі збільшенням R.

Отримаємо мінімальний тиск, який потрібно виміряти ємнісним приймачем, описаним в роботі [4], при частоті  $f = 3 \text{ МГц}$

$$\begin{aligned} R_{кр} = 1 / (2e_u \approx \frac{P_{\min}}{\sqrt{\Delta f}} = \frac{e_u l_a \omega z_n}{U_{DC} \sqrt{\Delta f}} = \\ = \frac{1,9 \cdot 10^{-6} \cdot 2,5 \cdot 10^{-7} \cdot 1,87 \cdot 10^7 \cdot 1,5 \cdot 10^6}{3,5 \cdot 10 \cdot 2 \cdot 10^3} = 1,9 \cdot 10^{-4}, \frac{\text{Па}}{\sqrt{\text{Гц}}}. \end{aligned} \quad (8.20)$$

що в 41 раз менше вказаного в [4] значення  $7,8 \text{ мПа} / \sqrt{\text{Гц}}$ . Значення (8.20) являє собою теоретичну межу.

## 8.5. Електростатичне збудження пластини

Розглянемо спочатку перетворювач - випромінювач. Принцип його дії заснований на створенні змінної електростатичної сили тяжіння металізованої мембрани (пластини) до нерухомого електроду. Оскільки сила електричного поля не залежить від його напрямку, створюється поляризуюче поле, на яке накладається змінне. Поляризація здійснюється за допомогою джерела постійної напруги  $U_{DC}$ , а змінне поле створюється напругою ультразвукової частоти  $U_{AC}(t)$ .

Обумовлена сумарним полем механічна сила тяжіння мембрани:

$$F_m = \frac{C_0 U_{DC}^2}{2l} + \frac{U_{DC} U_{AC}(t)}{j\omega l Z_C} - \frac{U_{AC}^2(t)}{2\omega^2 l C_0 Z_C^2} \approx F_{DC} + F_{AC}(t). \quad (8.21)$$

Умова ліанелізації:

$$\frac{U_{AC}(t)}{2U_{DC} \omega C_0 |Z_C|} \ll 1, \quad (8.22)$$

де  $l = l_a + l_t / \varepsilon$  – еквівалентна ширина повітряного зазору між електродами,  $l_a$  – ширина повітряного зазору,  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність матеріалу мембрани,  $C_0$  – ємність перетворювача при загальмованій мембрані,  $Z_C$  – власний опір електричної сторони перетворювача.

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \pi a^2}{l_a + l_t / \varepsilon} \approx \frac{\varepsilon_0 \pi a^2}{l_a} \quad \text{при } \varepsilon \gg 1, \quad (8.23)$$

$$Z_C = R + \frac{1}{j\omega C_0}, \quad (8.24)$$

де  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  – діелектрична проникність вакууму (і, приблизно, повітря),  $R$  – обмежувальний опір в ланцюзі живлення.

При роботі перетворювача в якості випромінювача  $R$  має бути порівняно малим в порівнянні з  $1/\omega C_0$ , так як в іншому випадку велика частина змінної напруги  $U_{AC}(t)$  погаситься на цьому опорі, тобто  $Z_C \approx 1/j\omega C_0$ . З (8.21) випливає, що коефіцієнт електромеханічної трансформації при цьому:

$$n = \frac{F_{AC}(t)}{U_{AC}(t)} \approx \frac{U_{DC} C_0}{l_a}, \frac{H}{B}, \quad (8.24)$$

Максимальна напруга поляризації, напруга, при якій відбувається схлопування (collapse) мембрани, визначається відомим результатом чисельного рішення нелінійного рівняння мембрани [1] – параметром поляризації: Необхідно, щоб виконувались умови:

$$H_{\text{макс}} \equiv \frac{\varepsilon_0 U_{DC}^2 a^2}{T l_t l_a^3} = 1,59. \quad (8.25)$$

Звідси слідує:

$$U_{DC_{\text{крит}}} = 1,26 \frac{l_a}{a} \sqrt{\frac{l_t T}{\varepsilon_0}}. \quad (8.26)$$

Для  $l_a = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $T = 2,8 \cdot 10^8 \text{ Па}$ ,  $a = 25 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $l_t = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ :

$$U_{DC_{\text{крит}}} = 108 \text{ В}.$$

Повну еквівалентну електромеханічну схему перетворювача-випромінювача можна представити в наступному вигляді (рис.8.5).

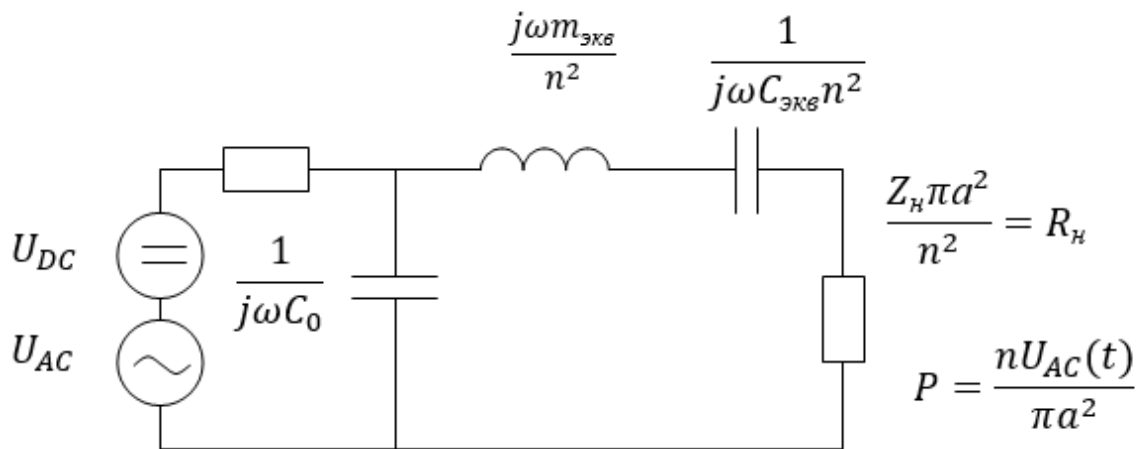


Рис.8.5 Еквівалентна схема перетворювача-випромінювача

При умові:

$$\frac{n^2}{\omega C_0}, \quad \omega m_{\text{экс}}, 1/\omega C_{\text{экс}} \ll z_n \pi a^2 \quad \text{вираз комплексного електричного вхідного}$$

імпедансу перетворювача має вигляд:

$$Z_{\text{э.ех}} = \text{Re } Z + \text{Im } Z = \frac{1}{(\omega C_0)^2 R_n} + \frac{1}{\omega C_0}, \quad (8.27)$$

при цьому  $\frac{\text{Re } Z}{\text{Im } Z} \ll 1$ .

Очевидно, що якщо  $\text{Re } Z = 50 \text{ Ом}$ , то це не означає, що маємо 50-омний імпедансний прилад, як це стверджується в роботі [2]. Насправді імпеданс чисто реактивний і модуль його набагато більше 50.

Враховуючи те, що розміри елемента перетворювача, утвореного із мінімум 1000 (або  $0,25 \text{ см}^2$ ) в [2] і 1280 в [4] осередків,  $ka > 1$ , ( $a$  - половина розміру осередку) тобто значення  $z_n$  дійсне, для тиску на поверхні перетворювача отримаємо:

$$\frac{P}{U_{AC}} = \frac{n}{\pi a^2} = \frac{U_{DC} C_0}{l_a \pi a^2} = \frac{\varepsilon_0 U_{DC}}{l_a^2}, \frac{\text{Па}}{B}. \quad (8.28)$$

У випадку, якщо на нерухомому електроді є ізолюючий шар, як в [4], то  $l_a = t_a + \frac{t_{из}}{\varepsilon_{из}}$ , де  $t_a, t_{из}$  - товщини повітряного зазору і ізолюючого шару відповідно,  $\varepsilon_{из}$  - діелектрична проникність ізолюючого шару.

Взявши значення  $t_a = t_{из} = 0,15 \text{ мкм}$  з [4] і  $\varepsilon = 1,5 (l_a = 0,25 \text{ мкм})$  та підставивши  $l_a$  і  $U_{DC} = 35 \text{ В}$  в (8.28), отримаємо значення:

$$\frac{P}{U_{AC}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 35}{(2,5 \cdot 10^{-7})^2} = 5 \cdot 10^3, \frac{\text{Па}}{\text{В}}, \quad (8.29)$$

тобто збігається з виміряним в [4] при  $f = 3 \text{ МГц}$ . Значення  $f_{опл}$ , пораховане за формулою, дорівнює  $3,7 \text{ МГц}$ . Виміряне  $P/U_{AC}$  залишалося незмінним і рівним 74 дБ відносно 1 Па/В в інтервалі частот  $2 \div 5 \text{ МГц}$  і коливалося поблизу 70 дБ в інтервалі  $1 \div 2 \text{ МГц}$ . Теоретична залежність (її вираження, як і інших залежностей цієї роботи, не наводиться і не обговорюється) в цьому інтервалі плавно спадає від 74 до 70 дБ. Це можна пояснити проявом комплексного характеру акустичного навантаження в цьому інтервалі.

## 8.6 Смуга частот ємнісного випромінювача

Оскільки мембрана (пластина) здійснює згинні коливання під дією рівномірно розподіленої сили, що виключає виникнення несиметричних мод, а також знаходиться в умовах значного демпфірування для забезпечення широкосмуговості, то еквівалентними параметрами можна без суттєвої похибки користуватися до частоти другої моди. Для мембрани її значення визначається виразом:

$$f_{02м} = 2,3 f_{01м}. \quad (8.30)$$

а для пластини

$$f_{02пл} = 3,91 f_{01пл}. \quad (8.31)$$

Ці частоти є верхніми частотами ємнісного широкопasmового перетворювача. В якості значення нижньої частоти є частота, для якої виконується умова:

$$\left| \frac{1}{\omega_n C_{\text{экв}}} - \omega_n m_{\text{экв}} \right| = Z_n, \quad (8.32)$$

де  $Z_n = z_n \pi a^2$ , кг / с, звідси

$$\omega_n \approx Q \omega_0, \quad (8.33)$$

де модуль імпедансу випромінювача в  $\sqrt{2}$  разів більше, ніж на частоті основного резонансу.

Частоту  $f_{02}$  доцільно вибрати трохи вище верхньої частоти робочого діапазону частот медичних УЗ ехо-сканів  $\approx 12 \text{ МГц}$ . При  $Q \ll 1$ ,  $f_s \approx f_{01} / Q > f_{02}$ .

Наближений вираз для  $U_{DC}$  в [2,3] отримується з рівності електростатичної сили і повертаючої сили при  $U_{AC}(t) = 0$ :

$$\frac{C_0 U_{DC}^2}{2(l-x)} \equiv \frac{\varepsilon_0 S U_{DC}^2}{2(l-x)^2} = \frac{x}{C_{\text{экв}}}, \quad (8.34)$$

де  $S = \pi a^2$  - площа мембрани, а  $l = l_a + l_t / \varepsilon \approx l_a$  - еквівалентна ширина повітряного зазору. З рішення (8.346) випливає:

$$x_{\text{крит}} = \frac{1}{3} l, \quad U_{\text{крит}} = \sqrt{\frac{8 l_a^3}{27 S \varepsilon_0 C_{\text{экв}}}} \quad (8.35)$$

Для мембрани:

$$U_{\text{крит}_m} = 0,863 \frac{l_a}{a} \sqrt{\frac{l_a l_t T}{\varepsilon_0}}, \quad (8.36)$$

що в 1,46 рази менше ніж за точною формулою, що враховує залежність ємності і зміщення елемента пластини від радіуса [1]. Точне значення для пластини в літературі не зустрічається. Наближене значення  $U_{\text{крит}_{ПЛ}}$  отримується шляхом підстановки в (8.35)  $C_{\text{экв}_{ПЛ}}$ . Тоді:

$$U_{\text{крит}_{ПЛ}} \approx 1,22 \frac{l_a l_t}{a^2} \sqrt{\frac{l_a l_t Y_0}{\varepsilon_0 (1 - \sigma^2)}}. \quad (8.37)$$



Для типових значень розрахунку в [2]:

$$l_t = l_a = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}, a = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}, Y_0 = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ Па}, \sigma = 0,07:$$

$$U_{\text{критпл}} = 84 \text{ В}.$$

Для значень  $l \approx 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}, l_t = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}, a = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}, T = 0$  в [4] з (8.37) слідує  $U_{\text{критпл}} = 22 \text{ В}$ , що менше робочих значень  $U_{\text{DC}} = 25 \text{ В}$ , і  $35 \text{ В}$ , що використовувалися в експерименті.

## Висновки до розділу 8

Аналіз вимушених коливань складних акустичних систем в електроакустиці здійснюється методом електромеханічних аналогій. В основі цього методу лежить подібність між рівняннями, що описують коливальні явища різної фізичної природи - електричні і механічні. Якщо рівняння аналогічні, то однакові і їх вирішення. Найбільшого поширення набула система електромеханічних аналогій, яка і була використана для аналізу електростатичних перетворювачів нового типу.

Ультразвукова діагностика завдяки високій інформативності, швидкості, дешевизні і безпеці давно розглядається як ідеальний скринінг патологій внутрішніх органів, провідний метод в акушерстві та найпростіший метод оцінки швидкості кровотоку на основі ефекту Допплера. Основним елементом ультразвукової діагностичної системи, що визначає якість отриманого зображення, є електроакустичний перетворювач.

У даному розділі була розглянута комірка електроакустичного перетворювача ємнісного типу. Була проаналізована конструкція комірки і отримано аналітичні вирази для її електричного та акустичного розрахунку.

## ЛІТЕРАТУРА ДО РОЗДІЛУ 8

- 1.Дидковский В.С., Найда С.А. Широкополосные емкостные преобразователи мегагерцового диапазона// Технічна електродинаміка.-2006.- Тематичний випуск “Проблеми сучасної електродинаміки”. –Ч.7.-с.123-128.
- 2.Осипов Л. В. Ультразвуковые диагностические приборы: практическое руководство для пользователей.- М.: Видар, 1999.- с. 184 - 197
- 3.Вахитов Я. Ш. Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура. - М.: Искусство, 1982. – 115с.
- 4.Ladabaum I., Jin X., Soh H. T., Atalar A., Khuri-Yakub B. T. Surface micromachined capacitive ultrasonic transducers// IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. –1998. -Vol. 45, N3.
- 5.Boskurt A., Ladabaum I., Atalar A., Khuri-Yakub B.T. Theory and analysis of electrode size optimization for capacitive microfabricated ultrasonic transducers// IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. –1999. -Vol.46, N6.
- 6.Jin X., Orelkan O., Jevent Degerteekin F., Khuri-Yakub B.T. Chaaracterization of one-dimensional capaactive micromachined ultrasonic immersion transducer arrays// IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. –2001. -Vol.48, N3.
- 7.Degertekin L.F., J.Pei J., Khuri-Yakub B. T. and Saraswat K.C. In situ acoustic temperature tomography of semiconductor wafers// Appl.Phys. Lett., vol. 64, pp.1338-1340, Mar.1994
- 8.Kino G.S., Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1987
- 9.Араманович, И. Г. Уравнения математической физики / И. Г. Араманович, В. И. Левин. – М.: Наука, 1969. – с. 114 – 144.
10. Арсенин, В. Я. Методы математической физики и специальные функции / В. Я. Арсенин. – М.: Наука, 1974. – с. 165 – 170.

11. Архипов, Г. И. Лекции по математическому анализу: Учеб. для университетов и пед. вузов / Г. И. Архипов, В. А. Садовничий; Под. ред. В. А. Садовниченко. – М.: Высшая школа, 1999. – 695с.
12. Вебстер, А. Дифференциальные уравнения в частных производных математической физики, Ч. I / А. Вебстер, Г. Сеге. – М.: Гос. технико-теоретическое издательство, 1933. – с. 189 – 200.
13. Двайт, Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы / Г. Б. Двайт; Под ред. К. А. Семендяева. – М.: Наука, 1966. – с. 161 – 178.
14. Матвеев, Н. М. Дифференциальные уравнения: Учеб. пос. для студ. пед. ин-тов по физ.-мат. спец. / Н. М. Матвеев. – М.: Просвещение, 1988. – с. 131 – 187.
15. Розет, Т. А. Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике / Т. А. Розет. – М.: «Советское радио», 1956. – с. 141 – 160.
16. Тихонов, А. Н. Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. – М.: Наука, 1972. – с. 23- 44, 82-88, 426 – 427.
17. Фихтенгольц, Г. М. Основы математического анализа, Ч. I / Г. М. Фихтенгольц. - СПб.: «Лань», 2002. – 448 с.